TOME 15. SUPPLÉMENT AU N° 10. OCTOBRE 1954.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUR QUELQUES TECHNIQUES EMPLOYÉES POUR LA PROTECTION DU PERSONNEL SUSCEPTIBLE D'ÊTRE IRRADIÉ PAR LES RAYONS α ET γ ET PAR LES NEUTRONS THERMIQUES ET LENTS

Par M. P. SAVEL,

Laboratoire de Chimie Nucléaire du Collège de France.

Sommaire. — On décrit la méthode utilisant des films radiographiques pour la protection individuelle des personnes susceptibles d'être irradiées par le rayonnement γ; l'utilisation d'un compteur à étincelles pour le dépistage des contaminations α et le dosage des neutrons thermiques et lents fournit des indications rapides pour la protection des travailleurs.

Chargés en mars 1947 par le Commissariat à l'Énergie atomique d'étudier la protection individuelle du personnel soumis au rayonnement des corps radioactifs, nous avons entrepris l'étude du noircissement des films photographiques provoqué par le rayonnement de photons.

Les premiers essais effectués dans un Service de radiologie d'un hôpital parisien ont été assez décevants; les dosimètres employés étant plus ou moins fidèles et la tension des tubes à rayons X plus ou moins stable, les résultats obtenus différaient sensiblement d'une expérience à l'autre.

D'autre part, la tension des tubes à rayons X variant de 60 à 100 kV, l'étalonnage de films soumis à ce rayonnement ne serait pas valable pour le rayonnement γ des corps radioactifs usuels dont l'énergie moyenne est voisine de 1 MeV.

Nous avons donc procédé à l'étalonnage de films irradiés par le rayonnement émis par une source de radium en équilibre avec ses dérivés.

Choix des films. — Un modèle commercial d'usage courant en radiographie dentaire a été essayé tout d'abord; puis, par mesure d'économie, on a envisagé l'utilisation de films ordinaires dont l'empaquetage pourrait être entrepris au Commissariat à l'Énergie atomique; après quelques essais, cette méthode a été abandonnée car la sécurité d'avoir des films identiques était bien moindre que celle que l'on devait attendre d'une fabrication industrielle. Cependant, les livraisons n'étant pas toujours semblables, on a été conduit à effectuer pour chacune d'elle, un étalonnage portant sur quelques films. Les variations notées pour des dates de fabrication différentes des films ont atteint 30 pour 100; actuellement les écarts oscillent entre 10 et 15 pour 100.

Photométrie. — La mesure du noircissement a été pratiquée grâce à un photomètre de construction très simple. La lumière émise par une ampoule de 6 V, 15 bd alimentée par un accumulateur de forte capacité arrive à travers un diaphragme sur la surface du film à étudier; une cellule photoélectrique à vide placée derrière le film suffit pour faire dévier un galvanomètre ordinaire.

La stabilité d'un tel dispositif est très suffisante pour ce genre de mesures.

Cet appareil a fonctionné pendant plusieurs années au Collège de France et au Commissariat à l'Énergie atomique, à Châtillon; aujourd'hui, au Collège de France, on emploie un photocolorimètre de Bonet-Maury.

Étalonnage. — L'unité utilisée dans le dosage du rayonnement X ou γ, le roentgen, a été définie à nouveau au Congrès de Radiologie de Chicago en 1947 comme étant « la quantité de rayons X ou γ telle que l'émission corpusculaire produite dans 0,001293 g d'air, donne dans l'air un nombre d'ions portant une unité électrostatique de quantité d'électricité de chaque signe » [1].

En d'autres termes, l'absorption des rayons X ou γ dans 1 cm³ d'air sec à 0° et 760 mm de mercure produit des électrons secondaires qui, s'ils étaient complètement absorbés dans l'air environnant produiraient une ionisation totale de 1 u. e. s. de quantité d'électricité.

Le roentgen ainsi défini est une unité de dissipation d'énergie dans un milieu arbitraire, l'air. Le roentgen ne dépendant pas du temps requis pour la production de l'ionisation, le dosage du rayonnement X et γ sera représenté en roentgen par unité de temps.

Lorsque l'on a un faisceau monochromatique de rayons γ d'une énergie et d'une intensité connue, on peut facilement calculer le temps nécessaire pour qu'à une distance déterminée, un roentgen soit produit dans 1 cm³ d'air. Les pertes d'énergie par effet photoélectrique et par production de paires étant très faibles dans l'air pour des photons d'énergie voisine de 1 MeV, on peut les négliger et tenir compte seulement des pertes par effet Compton.

Si N est le nombre de photons traversant 1 cm³ d'air par seconde, $h\nu$ leur énergie en mégaélectrons-volts et σ le coefficient d'absorption Compton dans l'air, cette perte sera :

$$N h\nu\sigma \quad \text{en MeV.}$$

Le roentgen étant équivalent à $6,77.10^4$ MeV/cm³ d'air, la perte d'énergie de ces N photons par seconde dans 1 cm³ d'air sera :

$$\frac{N h\nu\sigma}{6,77.10^4} \quad \text{roentgens.}$$

Pour une source de p mC d'un radioélément se désintégrant en émettant 1 photon par désintégration d'énergie $h\nu$ MeV, la dose par seconde exprimée en roentgens à une distance D_{cm} de cette source, aura pour expression :

$$d_r = \frac{3,7.10^7 p h\nu\sigma}{4\pi D^2 6,77.10^4}.$$

Le dosage se faisant à partir d'une source de radium en équilibre avec ses dérivés, on a dans ce cas un spectre γ se composant de 11 raies allant de 0,184 à 2,19 MeV, mais dont le nombre de quanta émis par désintégration pour chacune de ces raies est connu.

Si n_1, n_2, n_3, ... sont les nombres de quanta des raies d'énergies $h\nu_1$, $h\nu_2$, $h\nu_3$ et de coefficient d'absorption linéaire σ_1, σ_2, σ_3, la perte d'énergie pour une désintégration sera

$$\sum_1^{11} n_1 h_1 \nu_1 \sigma_1.$$

Cette quantité entièrement calculable a pour valeur $6,19.10^{-5}$ MeV.

Pour une source de 1 mC de radium et à une distance D_{cm} de cette source, la dose exprimée en roentgens par heure sera :

$$d_r = \frac{3,7.10^7 \times 6,19.10^{-5} \times 3\,600}{4\pi D^2 6,77.10^4} = \frac{9,6}{D^2_{\text{cm}}}$$

En pratique, la source de radium qui sert pour l'étalonnage est enfermée dans un étui de plomb de 1 mm d'épaisseur arrêtant les rayons α et β et provoquant une absorption du rayonnement γ de l'ordre de 12 pour 100; dans ces conditions, la dose réelle sera pour une source de 1 mC et par heure :

$$d_r = \frac{8,4}{D^2_{\text{cm}}}.$$

Les sources de radium utilisées étant de quelques milligrammes, les durées d'exposition sont souvent mesurées en minutes, la formule pratique devient alors :

$$d_r = \frac{t_{\text{mn}} \times p_{\text{mg}} \times 0,14}{D^2_{\text{cm}}},$$

d_r, dose en roentgens;
t_{mn}, durée d'exposition en minutes;
p_{mg}, quantité de radium en milligrammes;
D, distance du film à la source en centimètres.

Pratique de l'étalonnage des films. — Les films sont placés dans un étui en fer inoxydable muni d'un système qui permet l'accrochage à la blouse du travailleur; les mesures de dose sont effectuées sur deux plages différentes du film, l'une se trouvant derrière un écran supplémentaire de 1 mm de cadmium, l'autre derrière une fenêtre ouverte.

La plage située derrière le cadmium permet de mesurer le noircissement dû au rayonnement γ seul, et éventuellement, pour les travailleurs soumis au rayonnement de neutrons, la capture de ceux-ci dans le cadmium donne naissance à des photons qui pourront agir sur le film.

La plage située derrière la fenêtre ouverte permet de mesurer le noircissement dû aux rayonnements γ et β; cependant, pour ce dernier rayonnement, un étalonnage des films serait nécessaire pour chaque émetteur β car le noircissement varie très rapidement avec leur énergie.

La source de radium étant fixe, les films sont placés à une distance déterminée de cette source et irradiés pendant un temps t. Ils sont ensuite développés dans des conditions rigoureusement identiques et après séchage leur noircissement est mesuré au photomètre. Avec chaque série de films à mesurer, on développe un film qui n'a pas été irradié et la mesure de son noircissement fixe le point zéro.

Le résultat de l'étalonnage montre que le courant de transmission de la cellule photoélectrique est une fonction exponentielle de la dose, et que la

méthode peut être utilisée avec une bonne précision de 10 à 1500 mr. La courbe ainsi tracée servira pour la mesure de tous les films de la même livraison.

Les films numérotés sont distribués aux trat vailleurs susceptibles d'être irradiés. Ceux-ci doivenl constamment les porter sur eux et après le travail les remettre dans un coffret situé dans une pièce totalement inactive. Chaque semaine, les films sont développés et mesurés; un tableau indiquant les résultats est communiqué aux travailleurs. Un dossier individuel comprenant tous les résultats est conservé par le service de santé de l'établissement.

La dose de tolérance, c'est-à-dire la dose de rayon, nement qu'un travailleur peut recevoir sans danger est actuellement fixée à 60 mr par jour. Cette dose peut accidentellement être très largement dépassée sans risque; cependant, les chefs de service ou les travailleurs eux-mêmes doivent veiller à prendre toutes les mesures de protection nécessaires pour éviter le renouvellement de ces surexpositions.

Le tableau ci-dessous représente un modèle affiché chaque semaine dans les différents services utilisant ces films.

Noms.	Période durant laquelle le film a été porté.	Doses journalières (en mr). $\gamma + n$.	$\gamma + \beta$.	Dose de tolérance journalière (en mr).	Observations.
M. B...........	du 26-10-53 au 31 »	15	20	60	
Mlle N.........	du 26-10-53 au 31 »	510	680	60	Dose journalière dépassée
M. C...........	du 19-10-53 au 31 »	35	20	60	–
M. F...........	du 26-10-53 au 31 »	45	45	60	–
M. D...........	du 2-10-53 au 31 »	120	120	60	Dose journalière dépassée

Mlle N..., ayant reçu une dose nettement supérieure à la dose de tolérance sera envoyée à l'Hôtel-Dieu pour un examen hématologique.

Remarques. — L'inconvénient majeur de l'usage des films provient du fait que le travailleur connaît la dose de rayonnement qu'il a reçue seulement au bout de quelques jours. Cette dose prise, par exemple sur une semaine de travail peut ne pas dépasser la dose de tolérance journalière, mais cette même dose a pu être reçue en quelques minutes d'exposition et dans ce cas on sait que l'effet biologique d'une dose forte de courte durée est plus important que de petites doses réparties sur un temps beaucoup plus long.

Il est donc recommandé d'utiliser en plus des films intégrateurs, des « stylo » électromètres qui indiquent à chaque instant la dose reçue par le porteur et qui lui permet d'envisager une protection supplémentaire ou un arrêt du travail lorsque la dose de tolérance journalière est atteinte.

La première application de cette mesure de protection des travailleurs a eu lieu en juillet 1947 aux exploitations d'uranium de Saint-Symphorien-de-Marmagne (Saône-et-Loire).

Le service créé au Laboratoire de Chimie Nucléaire, assure depuis plusieurs années grâce à Mme Bernet la distribution et la mesure des films à différents laboratoires ou hôpitaux de Paris (Institut du Radium, Laboratoire de Chimie-Physique, Laboratoire de Synthèse atomique d'Ivry, Fondation Curie, Hôpital Necker, Laboratoire de Physiologie du Muséum, Laboratoire de Biologie de la Faculté de Médecine, Laboratoire de Biochimie générale et comparée du Collège de France et, il y a quelques mois encore, l'Institut du Cancer de Villejuif).

Actuellement 7 000 films ont été développés au Collège de France concernant 250 chercheurs ou utilisateurs de radioéléments.

Protection contre les contaminations α. — Par suite des premières extractions du plutonium à partir de la pile Zoé, le danger occasionné par les rayons α pouvait devenir inquiétant pour le personnel chargé de ce travail.

A la demande du service de santé du C. E. A., nous avons entrepris l'étude d'un dispositif simple permettant de déceler rapidement les contaminations α.

Nous avons tout d'abord construit un compteur à étincelles du type Rosenblum [2], [6] à un seul fil; les résultats obtenus étant encourageants, nous avons pu augmenter l'efficacité d'un tel dispositif en multipliant le nombre de fils. Après différents essais, nous avons établi un modèle comprenant 20 fils en parallèle et dont l'efficacité est suffisante pour déceler des contaminations α inférieures à la dose de tolérance.

Ce modèle (*fig.* 1) se compose d'un bâti en plexiglass (l'ébonite et la bakélite conviennent aussi bien) sur lequel est fixée une plaque de laiton poli de 4×4 cm; au-dessus de cette plaque et à 1,5 mm sont tendus 20 fils de tungstène de 0,1 mm de diamètre. Une tension continue de 3 500 à 4 000 V

est appliquée entre les fils et la plaque de laiton, le passage d'une particule fortement ionisante (α) au voisinage du fil provoque une étincelle. L'impulsion ainsi produite est transmise à la grille d'une lampe de puissance fortement polarisée. Dans le circuit-plaque de cette lampe se trouve un totalisateur mécanique de type courant qui enregistre ces impulsions.

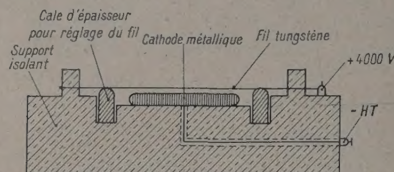


Fig. 1.

Remarques. — 1° Un espace de quelques millimètres est absolument indispensable entre les cales d'épaisseur servant au réglage des fils et la plaque de laiton; sinon des étincelles parasites dues à l'humidité peuvent se produire entre la cathode et cette cale.

2° Au bout d'un certain temps de travail, la plaque de laiton s'oxyde et devient noirâtre; le fonctionnement du compteur n'est cependant pas perturbé. Pour éviter ce léger défaut, on pourra utiliser une cathode en laiton nickelé ou en acier inoxydable.

3° Ce compteur étant destiné à vérifier les contaminations de l'air et des tables de travail, les poussières peuvent être attirées par le champ électrique et venir se déposer sur la cathode ou sur les fils provoquant des décharges parasites ou contaminant l'appareil si ces poussières sont radioactives; un simple jet d'air comprimé suffit à rétablir sa bonne marche. Cependant, il est recommandé de recouvrir le compteur d'une feuille mince (aluminium ou mica ou cellophane) laissant passer les rayons α; cette feuille doit se trouver à environ 5 mm des fils, et peut être protégée par une grille de nature quelconque.

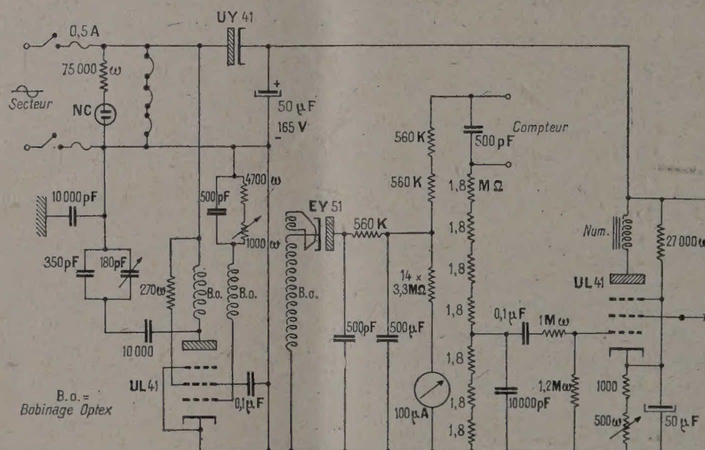


Fig. 2.

4° Lors des premiers essais, nous avions employé comme source de haute tension, un châssis couramment utilisé pour les compteurs proportionnels pouvant donner de 2 000 à 5 000 V. En étudiant le fonctionnement du compteur, on trouvait un palier qui semblait s'étendre de 3 500 à 5 000 V. En réalité lorsque la tension croît entre les deux électrodes (plaque et fils), un courant dû à l'effet Corona s'amorce et, par suite du faible débit de la source de haute tension et de la grande résistance du circuit, il y a stabilité de la tension entre ces deux électrodes. Pour une variation de 1500 V (palier apparent), la tension entre fils et plaque varie de 10 à 20 V environ. C'est grâce à cet effet de

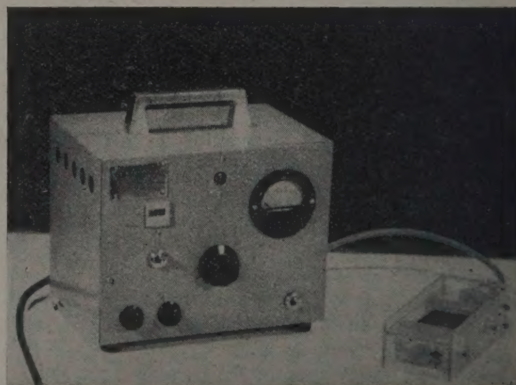


Fig. 3.

stabilisation de la tension que nous avons pensé construire un appareil très simple fournissant la haute tension. On a dans ce but utilisé un bobinage oscillateur couramment employé en télévision pour obtenir des tensions de 5 000 à 7 000 V; la stabilité s'est montrée satisfaisante et l'on a même pu supprimer tout transformateur en utilisant directement la tension du secteur pour l'amplificateur et la haute tension. Le schéma (*fig.* 2) et la photographie (*fig.* 3) montrent la simplicité d'un tel ensemble.

Étalonnage. — L'efficacité du compteur pour les rayons α a été déterminée en disposant au-dessus des fils, et à une distance variant de 5 à 15 mm, soit une plaque de nickel sur laquelle on avait déposé électrolytiquement 0,3 mg/cm² d'uranium; soit une plaque épaisse d'uranium métallique. Le même dispositif utilisé avec un compteur cloche à fenêtre mince a permis de définir l'angle solide expérimental. Les essais effectués avec plusieurs appareils à fils de types légèrement différents ont montré qu'une impulsion par minute correspondait au passage de 12 ± 3 rayons α par minute dans ces compteurs. La dose de tolérance actuellement admise étant de 0,021 α/s/cm² [7] pendant 8 h correspond pour une surface égale à celle du compteur et par minute à :

$$0{,}021 \times 60 \times 16 = 20\ \alpha/\text{mn}.$$

Avec un rendement voisin de 10 pour 100 pour les compteurs de ce type, on ne devra pas observer plus de 2 à 3 impulsions/mn pour respecter la dose de tolérance.

La contamination des objets ou de l'air est donc facilement observable puisque dans une salle inactive le mouvement propre ne dépasse pas 4 à 12 impulsions/h.

Utilisation du compteur à fil pour le dosage des neutrons thermiques. — Au cours de l'étude du fonctionnement des compteurs à fil, nous avons constaté que la présence d'une forte source de rayons γ et β (100 mg de radium) à proximité des fils n'augmentait pas le mouvement propre de l'appareil. Cette insensibilité vis-à-vis des rayonnements γ et β nous a conduit à utiliser cette propriété pour déterminer la dose neutronique en présence d'un rayonnement quelquefois très intense de photons. La connaissance de cette dose est importante pour la protection du personnel travaillant avec des sources de neutrons ou près des appareils accélérateurs : cyclotron, Van de Graff ou des piles à uranium.

Des appareils ou des méthodes existent pour déterminer cette dose (compteurs et chambres d'ionisation à BF_3, détecteur au manganèse, etc.), mais ils sont en général assez compliqués et souvent assez sensibles au rayonnement γ et, si celui-ci vient à varier au cours du temps en intensité ou énergie, par exemple par le changement de cible au cyclotron, il est difficile d'établir la contribution respective des neutrons et des photons.

La méthode utilisant les détecteurs sensibles aux neutrons thermiques n'est pas immédiate et n'indique pas les fluctuations neutroniques qui peuvent se produire au cours de la journée.

Utilisant la réaction ${}^{10}_{5}B\ (n, \alpha)\ {}^{7}_{3}Li$, notre compteur va nous permettre de mesurer très rapidement la dose de neutrons lents. En effet, il suffit de recouvrir la cathode d'une couche très faible de bore ordinaire et les neutrons lents capturés par le bore provoquent la création de rayons α qui seront comptés.

Pour l'étalonnage, le compteur est placé au centre d'un cube de paraffine de 20 cm de côté; la source de neutrons (500 mg RaBe) enfermée dans une gaine de plomb est située à 35 cm de ce bloc. Dans ces conditions, le flux de neutrons lents traversant le compteur, mesuré avec un détecteur étalonné de manganèse est de 190 ± 10 n/cm²/s et nous comptons 40 ± 3 impulsions/mn. La dose de tolérance actuellement admise étant voisine de 1600 n/cm²/s [8] correspond donc à 330 impulsions/mn. Il est donc facile d'estimer par ce moyen des doses inférieures au 1/100ᵉ de la dose de tolérance.

Remarques. — 1° Pour nos premiers essais la couche de bore était déposée au pinceau sur la cathode en utilisant un mélange de bore du commerce dans une solution d'alcool et gomme laque, on constatait alors une diminution au cours du temps de l'efficacité du compteur due à l'arrachement par les étincelles de fines particules de bore. Nous avons alors utilisé un mélange de bore avec alcool et baume de Canada, la couche de bore était beaucoup plus adhérente car après avoir enregistré 300 000 impulsions, le taux de comptage n'avait pas varié et l'aspect du compteur était inchangé.

Cependant, pour la détection de neutrons thermiques et lents, on peut utiliser un compteur ordinaire pour α en le recouvrant d'un écran de bore, il n'y a plus d'arrachement de bore mais le rendement, par rapport au modèle à cathode de bore, est diminué. Ce rendement varie d'ailleurs très vite avec la distance écran de bore-fils; à 5 mm il est 2 à 3 pour 100; à 4 mm, 10 pour 100 et à 2,5 mm, environ deux fois plus faible. Cette sensibilité est d'ailleurs largement suffisante pour la protection du personnel puisque la dose de tolérance serait indiquée par 100 à 125 impulsions/mn.

Si l'isotope ${}^{10}B$ séparé était utilisé, la sensibilité de ce dispositif serait multipliée par 5.

2° Il est très difficile de faire d'une façon artisanale une série de compteurs ayant les mêmes caractéristiques, la tension des fils et surtout la distance entre fils et cathode jouent énormément pour la sensibilité.

Un étalonnage doit donc être fait pour chaque appareil. C'est ainsi qu'un modèle comprenant 20 fils indique la dose de tolérance par 200 impulsions/mn, alors qu'un autre de 13 fils donne 250 impulsions pour cette même dose. Dans ce dernier cas, la surface du compteur étant de 12 cm², le calcul de l'efficacité montre qu'une impulsion correspond au passage de 3 500 neutrons. L'aspect de la cathode (arrachement de bore par le passage des étincelles) montre qu'environ la moitié de la surface est utile, ce qui indiquerait une efficacité réelle voisine de 0,5/1000ᵉ.

Détection des protons. — Dans notre Note [5], nous avions signalé que les réactions du type (n, α) conduisant à un isotope stable, pourraient facilement être décelées en utilisant le flux de neutrons lents émis de la pile Zoé; depuis, des expériences faites avec un flux de neutrons beaucoup plus important que celui que nous avions utilisé montre que notre compteur enregistre des impulsions quelle que soit la nature de la cathode ou des fils. Ces impulsions, provoquées par des neutrons rapides et lents peuvent être dues aux réactions O (n α), N (n α) et aussi à la réaction du type N (n p) car nous avons pu mettre en évidence l'efficacité du compteur pour les protons par l'expérience suivante :

Une source de 30 mC de polonium est placée au-dessus du compteur à des distances variant de 4,2 à 15 cm. On enregistre un certain nombre d'impulsions dues aux protons émis par les réactions ${}^{14}_{7}N(\alpha, p){}^{17}_{8}O$; si l'on place une feuille de cellophane de 3 mg/cm² au-dessous de la source, le nombre d'impulsions augmente car les rayons H naturels venant de la cellophane et projetés par les rayons α sont alors comptés.

Il est toutefois possible de séparer l'effet des protons de celui des rayons α car le seuil de fonctionnement du compteur pour les protons est de 350 V environ plus élevé que celui des rayons α. On pourra donc, en se plaçant au-dessous du seuil des protons, ne compter que les rayons α provenant des réactions (n, α), mais pour des mesures quantitatives, il sera alors nécessaire d'utiliser une haute tension parfaitement stabilisée car on se trouvera dans la région ascendante de la courbe de réponse du compteur.

Enfin, dans la Note [9] nous avions montré que le compteur à étincelles est sensible aux produits de fission de l'uranium et cette sensibilité peut permettre de déceler des phénomènes de fission dont la section efficace serait de l'ordre de 10^{-30} cm².

Nous voyons donc que le même compteur peut être utilisé pour l'étude de quatre sortes de particules.

Pour notre compteur 20 fils, on a par exemple :

1° La haute tension comprise entre 2500 et 3050 V : sensibilité seulement aux produits de fission;

2° De 3 000 à 3 350 V : sensibilité aux produits de fission et aux rayons α; avec un écran de bore : sensibilité aux neutrons thermiques et lents;

3° De 3 350 à 5 000 V : sensibilité aux produits de fission, aux rayons α, aux neutrons thermiques et aux protons.

Cette sensibilité aux protons semblait intéressante pour la détection des neutrons rapides provoquant des réactions du type (n, p), malheureusement elle est beaucoup trop faible pour pouvoir déceler un flux de neutrons rapides correspondant à la dose de tolérance qui est seulement de 50 à 200 n/cm²/s pendant 8 h.

L'usage le plus courant de ce léger appareil (3,500 kg) nous paraissant actuellement être le dépistage des contaminations α et le dosage des neutrons lents et thermiques, nous proposons pour cet ensemble (compteur-haute tension-enregistreur) le nom d'alpha-neutromètre portatif.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France.

Je tiens à remercier le personnel de l'atelier qui a construit les premiers étuis à films et différents types de compteur à fil; MM. Corbé et Langevin qui ont facilité ma tâche dans la construction d'amplificateurs et hautes tensions pour ces compteurs; le Commissariat à l'Énergie atomique pour la subvention qu'il m'a accordée et enfin Mlle Saunier, du C. E. A. et Mme Bernet pour l'aide précieuse qu'elles m'ont apportée pour l'organisation du service de santé à Châtillon et au Collège de France.

Manuscrit reçu le 4 février 1954.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Evans R. D. — *Nucleonics*, 1947, **1-2**, 32.
[2] Chang et Rosenblum. — *Phys. Rev.*, 1945, **67**, 222.
[3] Payne R. M. — *J. Sc. Instr.*, 1949, **26**, 321.
[4] Connor R. D. — *J. Sc. Instr.*, 1952, **29**, 12.
[5] Savel P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 2596.
[6] Eichholz G. G. — *Nucleonics*, 1952, **10**, 46.
[7] Morgan K. — Congrès de Chicago, octobre 1947.
[8] Snyder W. S. — *Nucleonics*, 1950, **6-2**, 46.
[9] Savel P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 156.

CHAMBRE D'IONISATION A BASSE PRESSION POUR LA MESURE DE LA DISTRIBUTION DES NEUTRONS DANS UNE PILE

Par I. PELCHOWITCH (1) et J. WEILL,

Commissariat à l'Énergie atomique, Centre d'Études nucléaires de Saclay.

Sommaire. — On décrit une chambre d'ionisation à dépôt de bore et basse pression permettant la mesure directe de flux de neutrons thermiques allant jusqu'à 10^{13} neutrons/s/cm². La rapidité de réponse du système permet de l'utiliser pour la mesure de la répartition des densités de neutrons dans une pile.

Deux systèmes de détection ont été décrits pour la mesure de la distribution des flux intenses de neutrons thermiques dans une pile. Le premier de ces systèmes est la thermopile dont les soudures « chaudes » sont recouvertes d'un matériau transmutable ou fissile, siège d'une production de chaleur sous l'action des neutrons [1], [2], le second est le détecteur à ruban dont la radioactivité après exposition dans la pile est en chaque point proportionnelle au flux correspondant [3].

La thermopile a une grande constante de temps entraînant la nécessité d'une exploration lente, par ailleurs elle donne des mesures affectées d'un signal d'erreur dans le cas où l'équilibre de température n'a pas été atteint, de plus sa sensibilité varie en fonction de la température ambiante. Le détecteur à ruban nécessite de son côté des temps d'irradiation et de mesure longs et faisant appel à un appareillage assez complexe.

Dans ces conditions nous avons trouvé utile de mettre au point une chambre d'ionisation spécialement adaptée et qui, tout en ayant une sensibilité convenable, a une faible constante de temps et une indépendance totale vis-à-vis de la température.

Le flux à l'intérieur de la pile est de plusieurs puissances de 10 supérieur à celui qui est mesuré par les chambres d'ionisation utilisées pour la mesure de la puissance de la pile, ces chambres étant généralement placées à l'extérieur du réflecteur. Il est donc possible de réduire considérablement les dimensions de la chambre, ce qui premettra par ailleurs une bonne localisation dans la mesure des flux. Les phénomènes de charge d'espace qui résulteraient d'une ionisation trop intense pourront être réduits en diminuant la pression à l'intérieur de la chambre. Ceci diminue la sensibilité de la chambre aux neutrons, ce qui est sans importance du fait que nous devons mesurer des flux très élevés. Par ailleurs, le rapport entre la sensibilité aux neutrons et celle aux rayons γ n'est guère changé car la sensibilité aux γ diminue également avec la pression.

(1) Détaché du Commissariat à l'Énergie atomique israélien.

Nous avons construit un tel modèle de chambre d'ionisation à dépôt de carbure de bore qui avec son montage est représentée sur la figure 1.

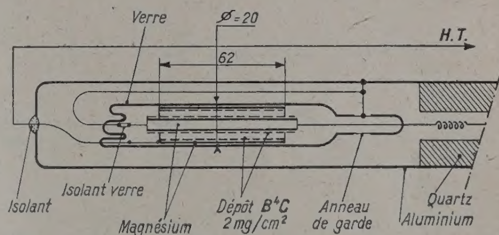


Fig. 1.

La résistance du verre diminuant sous l'effet des radiations il est indispensable d'utiliser un anneau de garde. Le gaz de remplissage est de l'oxygène ou de l'hélium sous une pression de 1 à 4 mm de Hg. Le conducteur haute tension est extérieur à un tube d'aluminium contenant un autre conducteur, isolé par un tube de quartz, relié à l'électrode centrale de la chambre. La courbe de saturation obtenue pour une forte valeur du flux est donnée sur la figure 2; elle montre que la saturation est obtenue pour de faibles tensions de collection. On a représenté sur la figure 3 le courant d'ionisation obtenu en fonction du flux de neutrons. Une chambre identique mais sans dépôt de bore donne dans un flux de $2,5.10^{12}$ neutrons/s/cm² un courant de 5.10^{-8} A, ceci indique que la sensibilité du dispositif au rayonnement γ est 300 fois inférieure à la sensibilité aux neutrons. On peut constater la linéarité en fonction du flux de neutrons et la faible contribution des rayons γ au courant d'ionisation.

Il semble possible de remplacer le tube d'aluminium que nous avons employé par un câble coaxial flexible et à bon isolement.

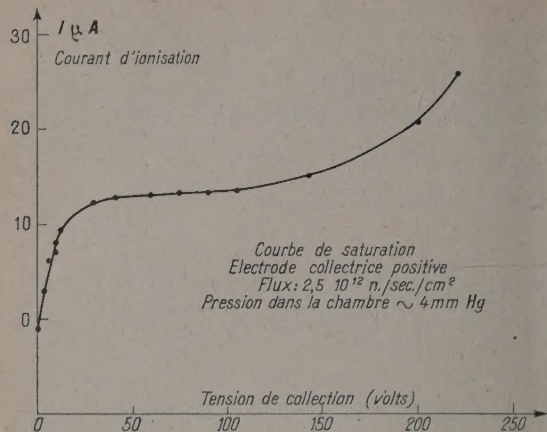


Fig. 2.

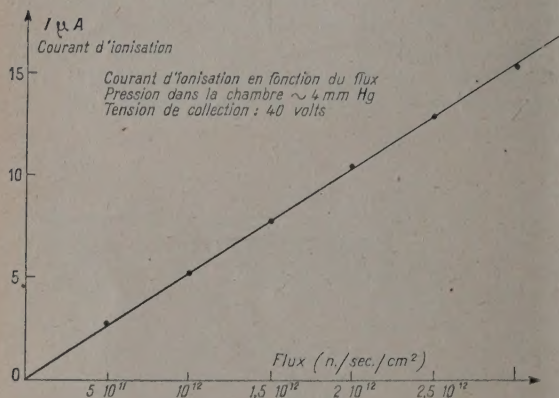


Fig. 3.

Nous donnons sur la figure 4 la distribution des flux de neutrons dans le canal vertical central de la pile de Saclay mesurée par la chambre d'ionisation décrite plus haut à deux valeurs différentes de puissance. Ces mesures concordent avec des mesures antérieures faites au moyen du système à ruban.

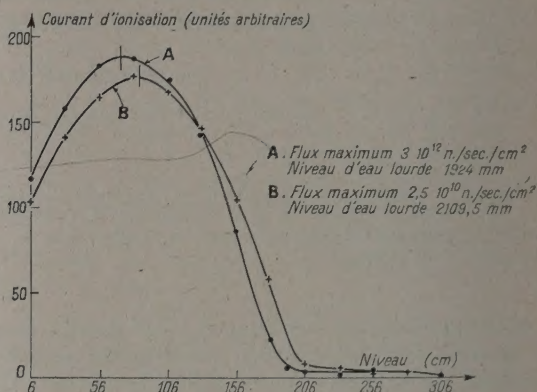


Fig. 4.

La durée de vie d'une chambre à faible pression telle que celle qui est décrite est probablement courte mais ceci ne présente ici aucun inconvénient du fait du peu de temps nécessaire aux mesures et de son remplacement facile. On pourra lier le déroulement du papier d'un enregistreur au déplacement de la chambre d'ionisation dans un système qui serait ainsi complètement automatique. On pourra éventuellement disposer de chambre à pression différentes, ce qui permettra d'avoir la sensibilité maximum quel que soit le flux que l'on se propose de mesurer.

Manuscrit reçu le 6 mai 1954.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Barbaras G., Farr J. et Kurang J. — *Atomic Energy Commission*, Report A.E.C.D. 2485.

[2] Jaques T. A. J., Ballinger H. A. et Wade F. — *Inst. Elec. Eng.*, 1953, I, **100**, 101.

[3] Raievski V. et Pelle M. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 463.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. PHYSIQUE APPLIQUÉE.

SUPPLÉMENT AU N° 10. TOME 15, OCTOBRE 1954, PAGE 121 A.

UN MODÈLE THÉORIQUE SIMPLE POUR L'ÉTUDE DU MOUVEMENT DES IONS DANS UN ACCÉLÉRATEUR LINÉAIRE

Par MICHEL-YVES BERNARD,
Laboratoire de Radioélectricité de l'École Normale supérieure.

Sommaire. — On propose un modèle mathématique pour représenter le mouvement des ions dans un accélérateur linéaire. On décrit d'abord par une loi simple le mouvement de la particule « type », celle dont la phase reste constante par rapport à l'onde accélératrice; on dispose de paramètres en nombre suffisant pour ajuster convenablement le modèle aux données expérimentales connues. Il est alors possible, grâce à la simplicité des formules obtenues, de mener à son terme l'étude du mouvement des ions. L'auteur traite ensuite le mouvement longitudinal; les formules obtenues permettent de rechercher les conditions optima de groupement des particules autour de la particule « type ». On montre, en particulier, qu'un champ d'amplitude croissante avec l'abscisse donne, toutes choses égales par ailleurs, un groupement en phase très énergique.

1. L'accélérateur linéaire d'ions. — 1.1. PRINCIPE DE L'ACCÉLÉRATEUR LINÉAIRE D'IONS. DIFFICULTÉS D'UNE THÉORIE DIRECTE DU MOUVEMENT. — L'appareil (*fig.* 1) se compose d'une cavité résonnante, chargée, suivant son axe, par une succession de tubes, de longueur variable, séparés par des coupures. Le diamètre de ces tubes est tel qu'aucune onde progressive ne puisse prendre naissance à l'intérieur.

On constatera sans peine que le champ E_z sur l'axe des tubes, a l'aspect donné à la figure 1. Chaque coupure donne une courbe en cloche, dont l'amplitude varie sinusoïdalement avec le temps. Nous noterons ce champ :

$$E_z = A(z) \cos \omega t. \qquad (1.1)$$

Nous avons indiqué antérieurement un procédé permettant d'évaluer numériquement ce champ [4].

Considérons une particule qui traverse le centre de la première coupure au temps t_0. Elle subit une certaine accélération. La seconde coupure est placée de façon que la particule y retrouve le champ accélérateur dans *la même phase*, donc qu'elle la traverse au temps $t_0 + T$. Les autres coupures seront placées suivant la même loi. Cette particule qui sera appelée dans la suite la particule « type » aura donc un mouvement très régulier; toutes les autres, par contre, auront des mouvements plus compliqués; certaines particules, complètement « déphasées » traverseront les coupures à des instants où le champ est retardateur, seront freinées et se perdront dans les parois.

Il est important de noter que tout l'accélérateur est bâti à partir du mouvement de la particule « type »; comme ce mouvement dépend de la structure de l'accélérateur, on voit qu'il y a là un cercle vicieux, qui ne sera résolu que par une méthode d'approximations successives.

Le modèle théorique le plus évident consiste à étudier le mouvement d'une particule à travers le

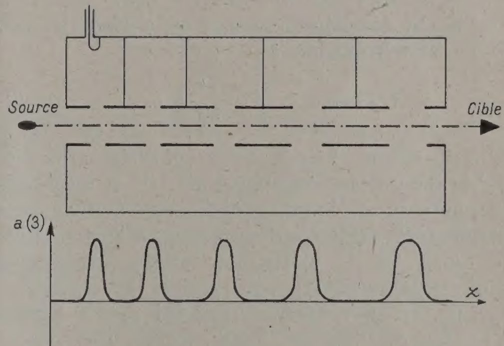


Fig. 1. — Schéma de principe d'un accélérateur linéaire; allure du champ sur l'axe.

champ stationnaire d'une coupure. L'équation du mouvement axial est :

$$M \frac{d^2 z}{dt^2} = e A(z) \cos \omega t.$$

Malheureusement, on ne sait pas intégrer une telle équation. Les tentatives de F. Rabinovitch [16] ne laissent que peu d'espoir d'obtenir une solution représentable, même de façon approchée par des fonctions simples. Il faut faire des approximations, comme celle qui consiste à écrire que le « temps de transit » de la particule à travers la coupure est négligeable. Comme ce temps de transit

est de l'ordre du quart de période, la quantité $\cos \omega t$ passe de 0 à 1, pendant la traversée de la coupure par la particule. On ne saurait donc assimiler $\cos \omega t$ avec une constante. Nous sommes donc contraint de chercher un autre modèle théorique.

1.2. Accélération des particules par une onde progressive. — Certains montages sont susceptibles de créer une onde de vitesse variable. Les deux plus connus sont le guide à corrugations [7], [8], [9], [10] couramment utilisé pour l'accélération des électrons, et le guide chargé par une hélice de pas variable [5], [6] utilisé en particulier dans les tubes haute fréquence à propagation d'onde. Soit

$$E_z = A(z) \sin[\varphi(z) - \omega t]. \qquad (1.2)$$

le champ axial d'une telle onde. On conçoit qu'une particule de masse M, et de charge e puisse accompagner l'onde en restant à une phase constante φ_s. En effet, elle est soumise à la force :

$$F = e\, A(z) \sin \varphi_s.$$

Mais puisque sa phase reste constante, et égale à φ_s, son équation horaire est de la forme :

$$\varphi(z) = \varphi_s + \omega t. \qquad (1.3)$$

En exprimant que la force est égale au produit de la masse par l'accélération, on obtient la condition de synchronisme :

$$A(z) \sin \varphi_s + \frac{M}{e} \omega^2 \frac{\varphi''}{\varphi'^3} = 0. \qquad (1.4)$$

L'onde devra obéir à cette condition, pour être capable d'accélérer une particule, en la maintenant à la phase φ_s. Si l'onde n'obéit pas à cette condition, elle sera incapable d'accélérer de façon continue. Elle agira sur la particule, tantôt positivement, tantôt négativement; son action sera nulle, en moyenne, et en réalité se traduira par la présence de petites oscillations. Nous aurons l'occasion de montrer que l'amplitude de ces oscillations est très petite, surtout si la fréquence est importante.

On voit maintenant se dégager le principe d'une théorie de l'accélérateur linéaire à ondes progressives :

— Choisissons le mouvement de la particule « type », et déduisons de la condition de synchronisme l'onde progressive qu'il faut réaliser;

— Cherchons ensuite un guide accélérateur qui puisse donner une telle onde.

L'étude du mouvement général des particules sera alors très facile grâce à la forme, en général simple, de l'onde obtenue à partir de l'équation de synchronisme.

Malheureusement, si l'on cherche à réaliser un guide à corrugations, donnant naissance à une onde de vitesse suffisamment faible pour accélérer des protons de faible énergie, on obtient des caractéristiques mécaniques irréalisables. (Prenons une fréquence de 3.10^9 MHz pour l'onde accélératrice. Un proton de 1 MeV [1] parcourt 4 mm pendant une période. Il est difficile de placer deux corrugations aussi près. Par contre, un électron de 100 keV parcourt, pendant une période, 5,4 cm, etc.).

La méthode de l'onde progressive ne semble pas réalisable simplement pour l'accélération des protons à partir de faibles énergies. Des recherches ont lieu actuellement sur ce sujet [6].

1.3. Analogies entre les deux procédés d'accélération. — Nous avons vu que l'onde accélératrice devait obéir à une certaine condition de synchronisme. Toute onde qui n'y satisfait pas se borne à perturber légèrement le mouvement de la particule.

Si nous ajoutons, à l'onde accélératrice l'onde rétrograde :

$$A(z) \sin[\varphi(z) + \omega t]$$

(qui ne satisfait pas à la condition de synchronisme) on obtient une onde stationnaire, qui se rapproche de celle réalisée dans l'appareil de la figure 1.

Si nous ajoutons encore des harmoniques stationnaires de la forme :

$$a_n A(z) \sin n\, \varphi(z) \cos \omega t,$$

on trouve un champ stationnaire :

$$\left[\sum_n a_n A(z) \sin n\, \varphi(z)\right] \cos \omega t \qquad (1.5)$$

dont la forme peut être quelconque, mais dont l'action dynamique essentielle est celle de la composante fondamentale :

$$A(z) \sin[\varphi(z) - \omega t],$$

les autres n'apportant que des perturbations.

On comprend alors que la théorie que nous avons ébauchée au paragraphe précédent puisse s'appliquer à l'accélérateur d'ions.

Pour ce faire on choisira une loi simple pour représenter de façon approchée, le mouvement de la particule « type ». La condition de synchronisme fournira l'onde accélératrice qui crée ce mouvement, et en particulier la loi des phases $\varphi(z)$ qui fixe la position des coupures accélératrices.

Le champ réel $A(z)$ est alors déterminé. Reste à savoir s'il peut se mettre sous la forme d'une somme de fonctions d'onde.

Un raisonnement identique à celui des séries de

(1) On sait que l'on mesure l'énergie d'un corpuscule à partir de la différence de potentiel statique qui lui aurait communiqué la même énergie. Il nous arrivera souvent de parler, de ce fait, du « potentiel d'une particule ».

Fourier permet d'obtenir les coefficients a_n pour que la fonction :

$$\left[\sum_n a_n A(z) \sin n [\varphi(z)]\right]$$

représente le champ $A(z)$. Nous reviendrons ultérieurement sur ces résultats.

Dans la pratique, il faudra ajuster la largeur des coupures, le rayon des tubes, etc., de façon que le coefficient de l'onde fondamentale A_1 soit aussi grand que possible, tandis que ceux des harmoniques voisins soient, au contraire, aussi faibles que possible. Dans la plupart des cas, l'usage de modèles expérimentaux sera plus efficace que la théorie, pour la détermination des caractéristiques de la cavité.

Il convient de noter, en terminant, que l'appareil de la figure 1 donnera un champ dont l'amplitude est la même tout le long du montage. Rien n'empêche de supposer que l'on place ces tubes sur l'axe d'une cavité de diamètre variable; ou bien encore, que l'on alimente chaque coupure par une cavité particulière, toutes ces cavités étant bien entendu couplées pour vibrer en phase.

Nous reviendrons sur ces divers procédés, nous bornant à signaler qu'il n'est pas inutile d'étudier le cas de champs accélérateurs dont l'amplitude varie avec l'abscisse. Nous verrons d'ailleurs que ces champs sont doués de propriétés dynamiques intéressantes.

2. Principes généraux de la théorie du mouvement. — 2.1. DESCRIPTION DU MOUVEMENT DE LA PARTICULE « TYPE ». — 2.1.1. *Loi d'accroissement de l'énergie.* — Les données fondamentales, qui fixent les caractéristiques de l'accélérateur sont sa longueur L et les énergies de la particule, à l'entrée, Φ_i et à la sortie Φ_f. La représentation graphique de la fonction donnant l'énergie $\Phi(z)$ de la particule « type », en fonction de l'abscisse parcourue aura l'allure de la figure 2. Comme cette particule « type » a un mouvement régulier, la courbe aura une forme simple.

Nous chercherons à la représenter par un arc de courbe de la fonction puissance; nous poserons :

$$\Phi = K z^{2\nu}, \qquad (2.1)$$

ν étant un nombre positif. On le déterminera ultérieurement de façon que la loi choisie représente aussi correctement que possible les propriétés expérimentales des accélérateurs.

Le paramètre K, par contre, est déterminé en écrivant que la traversée d'une longueur L correspond à un gain de potentiel $\Phi_f - \Phi_i$, d'où

$$K = \frac{\left[\Phi_f^{\frac{1}{2\nu}} - \Phi_i^{\frac{1}{2\nu}}\right]^{2\nu}}{L^{2\nu}}.$$

L'origine des abscisses ne coïncide pas avec l'entrée de l'accélérateur dont l'abscisse est :

$$z_i = \left[\frac{\Phi_i}{K}\right]^{\frac{1}{2\nu}}.$$

Il est évident que la fonction représentant la loi réelle (en pointillés sur la figure) n'aura pas les points anguleux que la représentation approchée, $\Phi = Kz^{2\nu}$ introduit à l'entrée et à la sortie. Nous négligerons les perturbations ainsi introduites.

2.1.2. *Loi du mouvement de la particule « type ».* — En remplaçant $e\Phi$ par son expression classique $\frac{1}{2}Mv^2$,

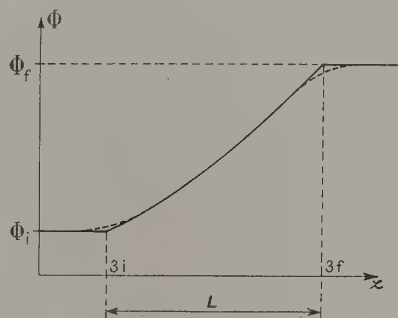


Fig. 2. — Énergie de la particule « type » en fonction de la distance parcourue.

on obtient la vitesse en fonction de l'abscisse :

$$v = \sqrt{\frac{2eK}{M}}\, z^{\nu}.$$

Une intégration fournit ensuite l'équation horaire du mouvement :

$$z^{1-\nu} = z_i^{1-\nu} + \sqrt{\frac{2eK}{M}}\,[1-\nu](t - t_i); \qquad (2.2)$$

t_i est l'instant d'injection de la particule dans l'accélérateur. Nous prendrons, comme origine des temps, l'instant immédiatement antérieur à l'injection où le champ appliqué à l'appareil s'annule. ωt_i sera donc inférieur à 2π.

Dans le cas particulier $\nu = 1$, l'intégration est un peu différente, et l'on a :

$$z = z_i \exp\sqrt{\frac{2eK}{M}}\,[t - t_i]. \qquad (2.2')$$

Le temps de transit de la particule à travers l'accélérateur est aisé à calculer. La particule ressort à l'instant $t_i + \Delta t$. Δt est donné par

$$\Delta t = \frac{1}{1-\nu}\sqrt{\frac{M}{2e}}\,\frac{\left[\Phi_f^{\frac{1-\nu}{2\nu}} - \Phi_i^{\frac{1-\nu}{2\nu}}\right]}{K^{\frac{1}{2\nu}}}, \qquad (2.3)$$

où si $\nu = 1$

$$\Delta t = \sqrt{\frac{M}{8eK}} \operatorname{Log} \frac{\Phi_f}{\Phi_i} \tag{2.3'}$$

en prenant comme variable le potentiel de la particule type comme nous le ferons souvent désormais.

2.1.3. *Petitesse de la correction relativiste.* — Nous continuons à décrire le potentiel de la particule type par la même loi, mais nous cherchons à préciser le mouvement vers les grandes énergies, lorsque la correction relativiste commence à faire sentir son effet.

Prenons l'équation relativiste liant la vitesse à l'énergie :

$$\frac{dz}{dt} = v = \sqrt{\frac{2e\Phi}{M}} \frac{\left[1 + \frac{e\Phi}{2Mc^2}\right]^{\frac{1}{2}}}{\left[1 + \frac{e\Phi}{Mc^2}\right]}$$

et développons en série en ne gardant que les deux premiers termes.

Nous avons, en remplaçant le potentiel par son expression :

$$\frac{dz}{dt} = \sqrt{\frac{2eK}{M}} z^{\nu} \left[1 - \frac{3eK}{4Mc^2} z^{2\nu}\right]$$

dont l'intégration conduit, dans les limites de l'approximation, à

$$z^{1-\nu} - z_i^{1-\nu} + \frac{3}{4} \frac{1-\nu}{1+\nu} \frac{eK}{Mc^2} [z^{1+\nu} - z_i^{1+\nu}] = (1-\nu) \sqrt{\frac{2eK}{M}} (t - t_i).$$

Un terme correctif apparaît.

Cherchons son importance dans le cas de l'accélérateur de Berkeley, dont on trouvera les caractéristiques au paragraphe 2.3.1, ainsi que les valeurs des paramètres correspondant à ce modèle.

On trouve pour le terme correctif :

$$6.10^{-4} \left(z^{\frac{3}{2}} - z_i^{\frac{3}{2}}\right).$$

On voit que le coefficient est extrêmement faible. Le temps de transit n'est pas modifié de façon sensible (moins de 1 pour 100).

Il est donc clair que l'approximation newtonnienne fournira d'excellents résultats dans la théorie d'accélérateurs d'ions de ce type. Une fois l'avant-projet terminé, on pourra se préoccuper des valeurs des corrections qui résultent de l'effet relativiste.

2.1.4. *Quelques formules utiles.* — Il est aisé de trouver la relation entre l'énergie de la particule et le temps. On en déduit le gain d'énergie à chaque période. On a sensiblement :

$$\Delta\Phi \simeq \frac{2\nu}{f} \sqrt{\frac{2e}{M}} K^{\frac{1}{2\nu}} \Phi^{\frac{3\nu-1}{2\nu}}, \tag{2.4}$$

$f = \frac{\omega}{2\pi}$ étant la fréquence de l'onde haute fréquence accélératrice. Considérons maintenant la structure du guide accélérateur (cf. *fig.* 1). Comme la particule franchit une coupure accélératrice par période, la quantité $\Delta\Phi$ est liée à la différence de potentiel qui existe entre les bords des coupures. Cette différence de potentiel ne peut dépasser une certaine valeur, sous peine d'entraîner des claquages.

D'autre part, la formule (2.2), permet de calculer la distance Δz parcourue entre la $n^{\text{ième}}$ et la $(n+1)^{\text{ième}}$ période :

$$\Delta z = \left[z_i^{1-\nu} + (1-\nu)\sqrt{\frac{2eK}{M}}(n+1)T\right]^{\frac{1}{1-\nu}} - \left[z_i^{1-\nu} + (1-\nu)\sqrt{\frac{2eK}{M}} nT\right]^{\frac{1}{1-\nu}}. \tag{2.5}$$

Cette distance représente la longueur du $n^{\text{ième}}$ tube accélérateur de la figure 1. On pourra ainsi se rendre compte de la longueur de ces tubes, ainsi que celle des coupures. Pratiquement, la largeur de la coupure sera une fraction déterminée de la distance parcourue pendant une période $\left(\frac{1}{4} \text{ ou } \frac{1}{5}, \text{ etc.}\right)$.

Lorsque l'on voudra faire le projet d'un accélérateur il sera utile de connaître ces paramètres, qui fixeront l'ordre de grandeur admissible pour ν.

2.2. Calcul du champ accélérateur. — 2.2.1. *Onde progressive.* — Le champ sur l'axe est de la forme :

$$E_z = A(z) \sin[\varphi(z) - \omega t].$$

Exprimons que la phase de la particule, par rapport à l'onde est constante et égale à φ_s. On obtient

$$\varphi(z) = \varphi_s + \omega t_i + \frac{\omega}{1-\nu} \sqrt{\frac{M}{2eK}} [z^{1-\nu} - z_i^{1-\nu}]$$

et l'application de la condition de synchronisme donne l'amplitude :

$$A(z) = \frac{2\nu K}{\sin\varphi_s} z^{2\nu-1}.$$

Finalement, on a :

$$E_z = \frac{2\nu K}{\sin\varphi_s} z^{2\nu-1} \times \sin\left[\varphi_s + \omega t_i + \omega\sqrt{\frac{M}{2eK}} \frac{z^{1-\nu} - z_i^{1-\nu}}{1-\nu} - \omega t\right]. \tag{2.6}$$

Dans le cas particulier où $\nu = 1$, on trouve :

$$E_z = \frac{2\nu K}{\sin\varphi_s} z \sin\left[\varphi_s + \omega(t_i - t) + \omega\sqrt{\frac{M}{2eK}} \operatorname{Log}\frac{z}{z_i}\right].$$

Il est aisé de déduire de l'expression du champ axial les valeurs des champs au voisinage de l'axe.

En appliquant le théorème d'Ampère à un petit cercle d'axe Oz et de rayon r, on a :

$$B_0 = \frac{r}{2c^2}\frac{\partial E_z}{\partial t}$$

et, en transportant dans cette formule, l'expression de E_z :

$$B_0 = -\frac{r\nu K}{\sin\varphi_s}\frac{\omega}{c^2} z^{2\nu-1}\sin[\varphi(z)-\omega t]. \qquad (2.7)$$

On obtiendra la valeur du champ radial en appliquant le théorème de Gauss à un petit cylindre d'axe Oz et de longueur dz :

$$E_r = -\frac{r}{2}\frac{\partial E_z}{\partial z},$$

d'où l'on déduit :

$$E_r = -\frac{r\nu K}{\sin\varphi_s}\left\{(2\nu-1)z^{2\nu-2}\sin[\varphi-\omega t] + \omega\sqrt{\frac{M}{2eK}}z^{\nu-1}\cos[\varphi-\omega t]\right\}. \qquad (2.8)$$

Ces expressions seront utiles pour calculer le mouvement latéral des particules.

2.2.2. *Onde stationnaire.* — Nous obtiendrons l'onde stationnaire en composant deux ondes progressives en sens inverse :

$$A(z)\sin[\varphi(z)-\omega t], \quad A(z)\sin[\varphi(z)+\omega t].$$

En utilisant les expressions du chapitre précédent :

$$E = \frac{4\nu K}{\sin\varphi_s} z^{2\nu-1}\sin\varphi(z)\cos\omega t. \qquad (2.9)$$

Les nœuds de cette onde stationnaire se trouvent aux abscisses correspondant à $\varphi = k\pi$:

$$z_K^{1-\nu} = z_i^{1-\nu} + \frac{1-\nu}{\omega}\sqrt{\frac{2eK}{M}}[k\pi - \varphi_s - \omega t_i].$$

Nous sommes en mesure de connaître le champ qu'il faudra réaliser pour obtenir le mouvement choisi pour la particule type.

Plusieurs cas se présentent :

1° $\nu < \frac{1}{2}$; c'est le cas, entre autres, des accélérateurs du type de Sloan [11], [12], où la même source de potentiel alimente chaque coupure. De ce fait, le gain de potentiel est le même à chaque coupure. La formule (2.4) montre que cela est réalisé pour $\nu = \frac{1}{3}$. C'est donc cette valeur du paramètre qui décrira les appareils du type Sloan. Le champ a une amplitude décroissante, avec z comme l'indique la figure. La distance de deux nœuds consécutifs croît plus lentement qu'une progression arithmétique.

2° Lorsque $\nu = \frac{1}{2}$, le champ a une amplitude constante. La distance de deux nœuds consécutifs croît en progression arithmétique. C'est le champ que l'on trouve réalisé sensiblement dans les appareils du type Alvarez [1], [2], [3]. Ce sera le champ le plus aisé à réaliser sur une longueur importante.

3° Enfin, si ν est supérieur à $\frac{1}{2}$, l'amplitude du champ croît avec la distance. Un tel champ n'est donc pratiquement réalisable que sur une longueur limitée, car on trouvera rapidement des valeurs trop élevées qui amèneraient des claquages.

On utilisera donc ce champ de deux manières :

— soit dans un accélérateur court, cas qui ne soulève pas de difficultés;

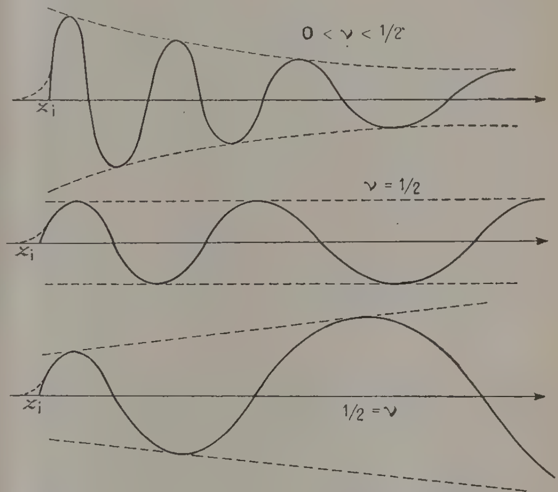


Fig. 3. — Diverse allures du champ accélérateur suivant les valeurs du paramètre ν. Sur la courbe inférieure, *lire* 1/2<ν.

— soit dans un appareil long, à condition de changer la loi, après une certaine longueur. En effet, le champ correspondant à cette valeur de ν se révélera très utile pour rassembler les particules. On pourra donc le choisir, sur les premiers mètres de l'appareil. Puis, une fois le groupement obtenu, on reviendra à des valeurs plus aisément réalisables, telles que $\nu = \frac{1}{2}$ ou $\nu = \frac{1}{3}$.

La figure 3 illustre ces différents cas.

2.2.3. *Perturbations apportées par l'onde de retour.* — L'équation exacte du mouvement longitudinal d'une particule dans le champ est :

$$\frac{d^2z}{dt^2} = \frac{4e\nu K}{M\sin\varphi_s} z^{2\nu-1}\sin\varphi(z)\cos\omega t \qquad (2.10)$$

en prenant l'expression du champ stationnaire. Il est bien évident que la formule (2.2) ne fournira pas une solution de cette équation puisque nous avons négligé l'influence de l'onde de retour pour

l'établir. Il est donc essentiel d'évaluer la perturbation ainsi introduite.

Prenons donc la solution exacte sous la forme :

$$z = z_1 + \varepsilon,$$

z_1 représentant l'abscisse de la particule dont la phase reste constante, déduite de l'équation (2.2). En se limitant à l'approximation du premier ordre, on trouve une équation différentielle simple pour la perturbation ε :

$$\frac{d^2\varepsilon}{dt^2} = \frac{2\nu K e}{M \sin\varphi_s} z_1^{2\nu-1} \sin(2\omega t + \varphi_s),$$

d'où l'on définit ε. La particule de référence effectuera donc autour de son mouvement régulier, créé par l'onde de sens positif, de légères oscillations, créées par l'onde de retour.

Dans le cas très intéressant en pratique où $\nu = \frac{1}{2}$, l'amplitude constante des oscillations est donnée par :

$$A = \frac{K e}{4 M \omega^2 \sin\varphi_s}. \tag{2.11}$$

A titre d'exemple, dans le cas de l'accélérateur de Berkeley, on trouve une amplitude de l'ordre de 1/10ᵉ de millimètre ce qui est négligeable devant la longueur de l'accélérateur.

Nous avons donc le droit de négliger l'onde de retour surtout si la fréquence est grande. C'est ce que nous ferons dans la suite de cette étude.

Les expériences faites par M. Sarazin [10] sur un accélérateur d'électrons montrent que cette perturbation est pratiquement insensible.

2.3. Quelques exemples numériques. — 2.3.1. *Application à un accélérateur existant.* — La réalisation moderne d'accélérateur linéaire à protons la mieux connue est celle d'Alvarez et de ses collaborateurs, à Berkeley [1], [2], [3].

L'appareil a 12,2 m de long. Il reçoit des protons à 4.10^6 eV et les porte à 32.10^6 eV. Les tubes accélérateurs sont placés suivant l'axe d'une cavité cylindrique, de rayon 46 cm qui oscille suivant le mode E_{010}. Le champ accélérateur a donc une amplitude constante, ce qui montre que le mouvement de la particule type sera décrit par la valeur $\nu = \frac{1}{2}$.

On déduit de là :

$$K = 2,3.10^6, \qquad \Delta t = 2,25.10^{-7}\ \mathrm{s}.$$

Comparons avec l'expérience. Il y a 46 tubes de glissement, sur l'axe. La particule met une période pour traverser un de ces tubes. Comme la fréquence est $f = 202{,}5$ MHz, on déduit sans peine le temps de transit expérimental $\Delta t = 2{,}25.10^{-7}$ s. L'accord est bon.

Les formules permettent de calculer la longueur des tubes; on a sensiblement :

$$\Delta z = 0{,}053\,(2{,}6 + 0{,}1\,n).$$

On a donc, pour le premier tube 14 cm et pour le dernier 38 cm, les tubes intermédiaires se déduisant par une progression arithmétique. On trouve, dans l'appareil réel, les longueurs 13,8 et 37 cm pour les tubes extrêmes. L'accord est encore correct.

Enfin, dernier exemple, calculons le champ dans l'accélérateur. On trouve avec notre modèle $4{,}85.10^6$ V/m. L'appareil réel correspond à un champ de $1{,}5.10^6$ V/foot, ce qui donne encore un très bon accord.

Le calcul du champ accélérateur nécessite la connaissance de la phase de la particule type. L'appareil de Berkeley est réglé pour une phase de $\varphi_s = 120°$ (30° du maximum de l'onde). Il est donc clair que notre modèle est bien adapté à la description de cet accélérateur.

2.3.2. *Application à un projet d'accélérateur.* — Cherchons à établir les principales caractéristiques d'un accélérateur, en utilisant notre modèle. Prenons des protons, issus d'un accélérateur préliminaire à $\Phi_i = 10^6$ eV. Un tel accélérateur préliminaire sera, par exemple, un transformateur à impulsions, tel que celui utilisé, au C. I. T. pour l'injection des électrons dans un synchrotron [13]. Cherchons à leur communiquer l'énergie $\Phi_f = 4.10^6$ eV après un parcours de $L = 3$ m.

Fixons-nous la phase φ_s de la particule type. Nous verrons au paragraphe 3 que cette phase est obligatoirement comprise entre $\frac{\pi}{2}$ et π, et ne saurait pas approcher trop près de π sous peine de nécessiter un champ accélérateur trop intense. Prenons $\varphi_s = 115°$ pour fixer les idées.

Reste à choisir la fréquence d'alimentation, et la valeur de ν. Les résultats d'Alvarez et de ses collaborateurs montrent que la valeur $\nu = \frac{1}{2}$ est réalisable; elle donne un champ d'amplitude constante. Il est vraisemblable qu'en utilisant plusieurs cavités ou une seule de diamètre variable, on puisse obtenir un champ d'amplitude variable, mais il est peu probable que l'on puisse construire des appareils donnant des champs dont l'amplitude augmente rapidement. Il est donc sage de se borner à prendre, comme exemple, des valeurs de ν voisines de $\frac{1}{2}$. Nous prendrons successivement $\frac{1}{3}$ (montage de Sloan) $\frac{1}{2}$ (montage d'Alvarez), $\frac{2}{3}$ et nous terminerons par 1 qui correspond à un champ dont l'amplitude augmente linéairement avec l'abscisse. Nous pouvons alors calculer les valeurs de K, de z_l et les temps de transit :

v.	K.	z_i.	Δt.
$\frac{1}{3}$	$1,75.10^6$	0,43	$1,36.10^{-7}$
$\frac{1}{2}$	10^6	1	$1,41.10^{-7}$
$\frac{2}{3}$	$0,515.10^6$	1,64	$1,43.10^{-7}$
1	$0,111.10^6$	3	$1,47.10^{-7}$

On peut constater que les temps de transit sont peu différents les uns des autres.

La fréquence intervient, en premier lieu, en déterminant le nombre de coupures accélératrices. Comme la particule met une période pour franchir l'intervalle qui sépare deux coupures accélératrices, on aura donc

$$n = f\,\Delta t.$$

Mais il est essentiel de tenir compte de la formule (2.5) qui donne la distance de deux coupures (longueur du tube de glissement) et de la formule (2.4) qui donne le gain d'énergie à chaque coupure. Ce gain ne peut être trop élevé, sous peine d'exiger des différences de potentiel qui feront naître des claquages. D'autre part, la longueur des tubes ne peut descendre au-dessous d'une certaine valeur, etc.

Finalement, dans l'exemple qui précède, une fréquence de 100 MHz donne, pour ces quantités, des ordres de grandeur convenables. C'est cette fréquence que nous adopterons dans la suite. Il y aura une quinzaine de coupures accélératrices, dont la distance moyenne sera de l'ordre de 20 cm. Si l'on admet que la largeur de la coupure est égale au tiers de la longueur du tube de glissement, on obtient des tubes de 15 cm en moyenne et des coupures de 5 cm. Ces coupures « tiendront » facilement les 200 000 V que la particule gagne en moyenne à chaque période. La loi complète de distribution des longueurs de tube s'obtiendra sans peine, en utilisant la formule (2.5).

2.3.3. *Emploi des très hautes fréquences.* — Un générateur de 100 MHz n'est pas d'une construction aisée, et ne trouve que peu d'applications dans la pratique. Au contraire, les générateurs de 3 000 MHz ($\lambda = 10$ cm) sont maintenant courants, grâce au radar. On possède, en particulier, des klystrons, de grande puissance, qui sont les oscillateurs rêvés pour alimenter une cavité, laquelle, vibrant sur 10 cm aura des dimensions beaucoup plus faibles.

Cherchons donc à adapter notre modèle à l'usage d'une fréquence de 3 000 MHz. Prenons $\nu = \frac{1}{2}$. Nous obtenons alors 450 intervalles de glissement, de longueur moyenne 6 mm (tube de 4,5 mm et coupures de 1,5 mm). Il semble difficile de réaliser des résonateurs aussi plats. En outre, le diamètre intérieur des tubes doit être extrêmement faible, car les ondes doivent pénétrer le moins possible à l'intérieur des tubes de glissement. Il faut, en effet, que les particules soient soustraites à l'action du champ pendant la demi-période où celui-ci est retardateur. Cette condition impérative exige des tubes dont le diamètre est de l'ordre du millimètre en moyenne. Il est clair qu'un tel résonateur est impropre à accélérer des corpuscules, ceux-ci se perdant tout de suite dans les parois.

Le seul espoir d'utilisation des ultra-hautes fréquences pour l'accélération des particules lourdes consiste à revenir aux guides à iris qui fonctionnent dans le cas des électrons. On trouvera, dans les articles de Vastel et de Sarazin [9], [10] les résultats essentiels sur ces guides, et les méthodes permettant de calculer leurs caractéristiques. Un tel guide fonctionnant suivant le mode π comporterait, au début, des diaphragmes distants de 2 mm environ, ce qui est difficilement réalisable, mais peut-être pas impossible.

Des expériences actuellement en cours au Laboratoire de Radioélectricité de la Faculté des Sciences de Paris permettront de se rendre compte des possibilités réelles d'utilisation des ultra-hautes fréquences pour l'accélérateur linéaire de particules lourdes.

Dans la suite de ce Mémoire, nous conserverons l'exemple numérique des ondes métriques ($f \simeq 10^8$) qui correspond à des appareils ayant réellement fonctionné.

3. Mouvement longitudinal d'une particule. —

3.1. Petits mouvements longitudinaux autour de la particule. — 3.1.1. *Distinction entre abscisse, phase et énergie.* — La méthode de calcul du paragraphe précédent nous a donné une expression simple du champ accélérateur. Nous savons, d'autre part, que la particule injectée à l'instant t_i avec la vitesse correspondant au potentiel Φ_i, prend, sous l'action de cette onde un mouvement régulier dont l'équation horaire est donnée par (2.2).

Mais il est évident que tous les ions ne seront pas injectés à l'instant t_i. Il est donc essentiel de chercher le mouvement communiqué par l'onde progressive à une particule quelconque.

De plus, la particule stable elle-même risque de subir de légères perturbations sous différentes causes (choc contre des molécules du gaz résiduel, influence de l'onde de retour, défauts de construction mécanique, etc.). Son mouvement réel sera donc légèrement perturbé, et il est essentiel que les oscillations qui prendront ainsi naissance soient très rapidement amorties.

Nous allons chercher une première approximation de ce mouvement longitudinal, en supposant que la particule que nous étudions reste voisine de la particule «type ».

Nous ferons ainsi l'approximation classique des petits mouvements, en négligeant les termes d'ordre supérieur au premier.

Si z est l'abscisse d'une particule étudiée, nous poserons

$$z = z_1 + \varepsilon,$$

z_1 est l'abscisse de la particule de phase constante, donnée en fonction du temps, par l'équation (2.2).

Nous faisons apparaître la « dispersion en abscisses » ε, écart entre la particule étudiée et la particule de phase constante. Il sera aussi utile de repérer une particule par la phase de l'onde progressive au point où elle se trouve. La phase de l'onde est, en général :

$$\varphi(z) - \omega t = \varphi_s + \omega t_i + \omega \sqrt{\frac{M}{2eK}}\,\frac{z^{1-\nu} - z_i^{1-\nu}}{1-\nu} - \omega t$$

en fonction de l'abscisse et du temps.

En remplaçant z par $z_1 + \varepsilon$ et z_1 par sa valeur tirée de (2.2), on obtient la phase de la particule voisine dont nous étudions le mouvement. On obtient alors sans difficulté, la « dispersion en phase » donnée par :

$$\gamma = \varphi(z) - \varphi_s = \omega \sqrt{\frac{2eK}{M}}\, z_1^{-\nu}\, \varepsilon \qquad (3.1')$$

Dans le cas particulier où $\nu = 1$, la phase est donnée par une expression un peu différente. On a alors :

$$\gamma = \omega \sqrt{\frac{2eK}{M}}\, \frac{\varepsilon}{z_1}. \qquad (3.1'')$$

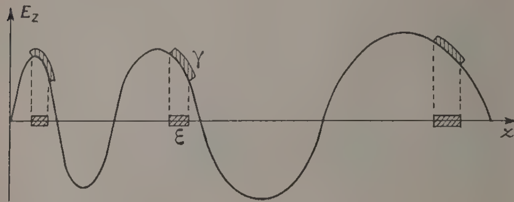


Fig. 4. — Différences entre écarts en phase γ et écarts en abscisses ε.

La dispersion en phase ne varie donc pas de la même manière que la dispersion en abscisse. Ce fait est facile à comprendre.

Considérons l'onde accélératrice (*fig.* 4). Sa longueur d'onde augmente avec z, mais correspond toujours à une variation de phase de 2π par définition.

On conçoit que l'écart en abscisse augmente comme l'indique la figure 4, bien que l'écart en phase diminue. Cette différence, très sensible sur les accélérateurs d'ions est insensible sur les accélérateurs d'électrons, pour lesquels la vitesse de l'onde et, par suite, la longueur d'onde est sensiblement constante.

Suivant les cas, le calcul de $\varepsilon(t)$ ou de $\gamma(t)$ sera plus aisé. L'équation (3.1) permettra de passer de l'un à l'autre.

On peut enfin déterminer la position d'une particule par l'écart en énergie, avec la particule de référence :

$$\Phi(z) = \Phi(z_1) + \varphi,$$

on montrera sans peine que :

$$\varphi = \sqrt{2eMK}\, z_1^{\nu}\, \varepsilon'_t = \frac{1}{\omega}\left[\nu \sqrt{2eKM}\, z_1^{3\nu-1}\gamma + z_1^{2\nu}\gamma'_t\right]. \qquad (3.1''')$$

Ainsi, groupement en abscisse ($\varepsilon \to 0$), en phase ($\gamma \to 0$) et en énergie ($\varphi \to 0$) ne sont pas des expressions synonymes.

3.1.2. *Équation du mouvement. Intégration par des fonctions de Bessel.* — Il faut résoudre l'équation du mouvement longitudinal :

$$M z'' = e\,\frac{2\nu K}{\sin\varphi_s}\, z^{2\nu-1} \sin[\varphi(z) - \omega t] \qquad (3.2)$$

dans l'approximation du premier ordre où nous nous plaçons [2], nous remplaçons z par sa valeur $z_1 + \varepsilon$. Après quelques calculs, on obtient l'équation :

$$\varepsilon'' = \varepsilon\,\frac{2e\nu K}{\sin\varphi_s}\left[(2\nu - 1)\sin\varphi_s\, z_1^{2\nu-2} + \omega\sqrt{\frac{M}{2eK}}\cos\varphi_s\, z_1^{\nu-1}\right].$$

En remplaçant z_1 par sa valeur en fonction du temps, on a :

$$\varepsilon'' + \varepsilon\left[-\frac{\omega\nu \operatorname{cotg}\varphi_s}{(1-\nu)(t-t_0)} - \frac{(2\nu-1)\nu}{(1-\nu)^2(t-t_0)^2}\right] = 0 \quad (3.3)$$

en posant :

$$t_0 = t_i - \frac{1}{\omega}\sqrt{\frac{M}{2eK}}\, z_i^{1-\nu},$$

ce qui revient à changer l'origine du temps.

L'intégration de cette équation fournira l'écart des abscisses en fonction du temps.

Cette équation est une de celles qui se ramènent à une équation de Bessel par des transformations simples. Prenons la solution sous la forme :

$$\varepsilon = (t - t_0)^{\alpha} f[(t - t_0)^{\eta}],$$

α et η étant des coefficients constants.

Remplaçons ε par sa valeur dans l'équation ci-dessus, et déterminons les deux paramètres arbitraires de façon que l'équation résultante, donnant la fonction f ait une forme simple. On obtient en posant $t - t_0 = \theta$

$$f'' + \left[\frac{2\alpha - 1}{\eta} + 1\right]\theta^{-\eta} f' + f\left[\frac{B + \alpha(\alpha - 1)}{\eta^2}\theta^{-2\eta} + \frac{A}{\eta^2}\theta^{-2\eta+1}\right] = 0.$$

[2] Le champ magnétique B_0 crée une force longitudinale, mais celle-ci est proportionnelle à $r.r'$ donc du deuxième ordre. Elle est négligeable à l'approximation où nous nous plaçons.

Si l'on prend $\eta = \frac{1}{2}$, et $\theta^n = \theta^{\frac{1}{2}} = u$ comme variable indépendante, on a, avec $\alpha = 1$:

$$f'' + \frac{1}{u} f' + \left[-\frac{4\nu\omega \operatorname{cotg} \varphi_s}{1-\nu} - \frac{1 - 6\nu + 7\nu^2}{(1-\nu)^2} \frac{1}{u^2} \right] f = 0$$

qui est une équation de Bessel classique, dont l'intégrale est :

$$f = A J_p[\beta u] + B J_{-p}[\beta u],$$

avec

$$p = \frac{\sqrt{1 - 6\nu + 7\nu^2}}{1-\nu}, \qquad \beta = \sqrt{-\frac{4\nu\omega \operatorname{cotg} \varphi_s}{1-\nu}}.$$

Finalement, la dispersion en abscisse sera :

$$\varepsilon = (t - t_0)^{\frac{1}{2}} \left\{ A J_p \left[\beta (t - t_0)^{\frac{1}{2}} \right] + B J_{-p} \left[\beta (t - t_0)^{\frac{1}{2}} \right] \right\} \quad (3.4)$$

et la formule (3.1′) permettra le calcul de la dispersion en phase, et (3.1″) la dispersion en énergie.

Dans le cas particulier où $\nu = 1$, on a, comme toujours, des calculs légèrement différents. L'écart des abscisses est donné par une équation à coefficients constants, qui s'écrit :

$$\varepsilon'' + \varepsilon \left[-\omega \operatorname{cotg} \varphi_s \sqrt{\frac{2eK}{M}} - \frac{2eK}{M} \right] = 0$$

dont l'intégration est immédiate et qui donne :

$$\varepsilon = A \sin \beta t + B \cos \beta t, \quad (3.5)$$

avec

$$\beta = \sqrt{\frac{2eK}{M}} \sqrt{-1 - \omega \operatorname{cotg} \varphi_s \sqrt{\frac{M}{2eK}}}.$$

Les valeurs numériques citées au paragraphe précédent montrent d'ailleurs que l'on peut poser

$$\beta \simeq \sqrt{-\omega \operatorname{cotg} \varphi_s \sqrt{\frac{2eK}{M}}}$$

sans introduire d'erreur sensible.

3.1.3. *Conditions primordiales de stabilité longitudinale. Choix de la phase à l'injection* φ_s. — Si les conditions initiales t et Φ_i ne sont pas exactement réalisées, ou si une perturbation quelconque est venue modifier le mouvement de la particule de phase constante, il est indispensable que la « dispersion en abscisses » qui en résulte diminue de façon à ce que les particules se groupent autour de la particule de référence.

Nous aurons ainsi assuré la stabilité longitudinale.

La condition nécessaire de stabilité apparaît sur l'équation (3.4).

Il faut que les fonctions de Bessel, J_p et N_p soient *des fonctions d'argument réel*, qui sont oscillatoires décroissantes et non des fonctions d'argument complexe, qui sont croissantes exponentiellement. Il est donc essentiel de choisir $\operatorname{cotg} \varphi_s$ négatif pour que β soit réel.

Comme, d'autre part, la particule ne peut être accélérée que si elle est calée dans une région de champ positif, il est maintenant clair qu'il faudra choisir φ_s entre $\frac{\pi}{2}$ et π comme nous l'avons déjà signalé.

La condition de stabilité est identique, si l'on considère le cas particulier où $\nu = 1$.

La stabilité sera d'autant mieux assurée que β sera plus grand, donc que $\operatorname{cotg} \varphi_s$ sera plus grand, en valeur absolue. Mais l'amplitude du champ électrique est $\frac{4\nu K}{\sin \varphi_s}$ et si l'on choisit φ_s voisin de $\frac{\pi}{2}$, il faudra pour obtenir l'accélération désirée un champ dont l'amplitude sera trop grande.

Il faudra donc un compromis entre ces deux conditions. Pratiquement, on choisira une phase φ_s de l'ordre de 110 à 130°, c'est-à-dire, de 20 à 40° de la crête de l'onde.

3.1.4. *Détermination de la forme du champ assurant le meilleur groupement des phases.* — Pour continuer cette discussion, nous remplacerons les fonctions de Bessel par leur expression asymptotique, qui donnent :

$$\varepsilon = A (t - t_0)^{\frac{1}{4}} \sin \left[\beta (t - t_0)^{\frac{1}{2}} + \Psi \right] \quad (3.6)$$

A et Ψ étant des constantes arbitraires; cette formule met bien en évidence le caractère oscillatoire de la dispersion en abscisse. La dispersion en phase est donnée par :

$$\gamma = B (t - t_0)^{-\frac{5\nu - 1}{4(1-\nu)}} \sin \left[\beta (t - t_0)^{\frac{1}{2}} + \Psi \right]. \quad (3.7)$$

La dispersion en abscisse n'est donc pas stable, au sens absolu du mot. L'amplitude des écarts en abscisses augmente lentement comme la racine quatrième du temps.

Au contraire, l'écart en phase tend vers zéro pourvu que $\nu > 0{,}2$, ce qui sera toujours réalisé en pratique.

La décroissance des oscillations de la phase sera d'autant plus rapide que ν sera plus voisin de l'unité, comme le montre l'équation (3.7).

Le groupement en phase des particules, autour de la phase φ_s *sera d'autant plus rapide que la valeur de* ν *sera plus voisine de l'unité.*

Un champ accélérateur dont l'amplitude augmentera avec z favorisera le groupement en phase des particules. Un champ dont l'amplitude diminuera sera moins favorable et finalement un champ décroissant correspondant à $\nu = 0{,}2$ ne donnera plus de groupement, les particules oscillant avec une amplitude constante.

Fort heureusement, les champs réalisables correspondent à des valeurs de ν qui sont supérieures à 0,2.

D'excellentes conditions de groupement autour de la phase φ_s seront obtenues avec un champ

correspondant à $\nu = 1$ qui donne un « bunching » rapide des particules. On a, en effet :

$$\gamma = A\, e^{-\sqrt{\frac{2eK}{M}}\, t} \sin[\beta t + \Psi], \tag{3.8}$$

la décroissance est exponentielle.

Dans le cas où $\nu = 1$, les oscillations sont sinusoïdales et l'on a une fréquence donnée par :

$$f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{-\omega\sqrt{\frac{2eK}{M}}\operatorname{cotg}\varphi_s}. \tag{3.9}$$

Dans les autres cas, il n'est pas possible de parler de fréquence au sens restreint du mot. On peut cependant définir par analogie une pseudo-fréquence comme :

$$f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{-\frac{4\nu\omega\operatorname{cotg}\varphi_s}{(1-\nu)(t-t_0)}}.$$

Cette expression montre que la fréquence diminue avec le temps, donc au cours de la traversée de l'accélérateur. Les quantités intéressantes seront la fréquence initiale et la fréquence finale, qui peuvent s'exprimer à l'aide des énergies, à la suite de transformations dont nous passons le détail.

$$f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{-4\nu\omega\operatorname{cotg}\varphi_s\sqrt{\frac{2eK^{\frac{1}{\nu}}}{M}}\,\Phi^{\frac{\nu-1}{4\nu}}}. \tag{3.10}$$

Avant de terminer ce paragraphe, nous donnerons quelques valeurs numériques permettant de se faire une idée des caractéristiques des petits mouvements longitudinaux dans les accélérateurs dont nous avons commencé l'étude.

Nous choisissons, comme nous l'avons déjà signalé : $\varphi_s = 115°$. La fréquence du champ sera dans toute la suite, 10^8 p/s.

Le tableau ci-dessous donne les valeurs initiales et finales des fréquences, le rapport des amplitudes initiales et finales des oscillations de phase et d'abscisse.

ν.	f_i.	f_f.	$\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i}$.	$\frac{\gamma_i}{\gamma_f}$.
$\frac{1}{3}$......	1,86.10⁷	0,93.10⁷.	1,41	0,71
$\frac{1}{2}$......	1,46.10⁷	1,04.10⁷	1,19	0,63
$\frac{2}{3}$......	1,31.10⁷	1,12.10⁷	1,09	0,55
1.......	1,18.10⁷	1,18.10⁷	1	0,50

Nous constatons tout d'abord que la fréquence des oscillations longitudinales est de l'ordre du 1/10ᵉ de celle du champ accélérateur. De ce fait, les particules n'accompliront qu'un petit nombre d'oscillations autour de la particule de phase constante, au cours de la traversée de l'appareil. Le phénomène est analogue à celui qui a lieu pour les électrons.

On constate également l'influence de ν sur le groupement en phase, et sur l'augmentation de l'écart des abscisses. Les phénomènes sont ici très différents de ceux que l'on obtient dans les accélérateurs d'électrons, car dans ceux-ci l'augmentation de l'inertie de la particule contribue efficacement au groupement, alors que dans les accélérateurs d'ions, c'est seulement l'augmentation de la vitesse de l'onde.

3.1.5. *Dispersion en énergie.* — Les formules précédentes permettent de trouver une expression approchée de la dispersion en énergie. On trouve [3]

$$\varphi = C(t-t_0)^{\frac{5\nu-1}{4(1-\nu)}}\cos\left[\beta(t-t_0)^{\frac{1}{2}} + \Psi\right]. \tag{3.11}$$

Ainsi, pour les valeurs de ν correspondant aux appareils usuels, groupement en phase ($\gamma \to 0$) n'est pas synonyme de groupement en énergie. L'amplitude de φ augmente avec le temps.

On vérifie la relation

$$|\gamma|_{max} \times |\varphi|_{max} = \text{const.}$$

qui rend évidente l'incompatibilité entre groupement en phase et groupement en énergie [18].

3.2. Accrochage des particules. Spectre d'énergie. — 3.2.1. *Mouvement longitudinal dans le cas général.* — Si la particule est injectée dans l'appareil au voisinage du temps t_i (disons à 1/20ᵉ de période en avance ou en retard), les résultats du paragraphe précédent montrent que le mouvement de cette particule restera voisin de celui de la particule « type ».

Mais, si l'on examine les conditions expérimentales, on constate que les particules, loin d'être injectées pendant une faible fraction de période, le sont pendant un très grand nombre de périodes consécutives. Pour fixer les idées, prenons l'exemple de l'accélérateur d'Alvarez. Les impulsions de la source haute fréquence, pendant lesquels les particules sont injectées, durent 300 µs, soit 60 000 p. La théorie précédente ne pourra décrire que le mouvement d'un certain nombre de particules.

Il faut recommencer le calcul, sans faire d'approximation. L'équation générale du mouvement longitudinal est :

$$\frac{d^2z}{dt^2} = \frac{e}{M}\,\frac{2\nu K}{\sin\varphi_s}\,z^{2\nu-1}\sin[\varphi(z) - \omega t]. \tag{3.12}$$

Les ressources actuelles de l'analyse ne fournissent pas de solutions représentables par des fonctions tabulées. Il faudrait le secours de machines à calculer électroniques, capables de dresser rapidement des tables numériques de la solution. Il sera

[3] Les constantes A, B et C qui interviennent dans les expressions des dispersions en abscisses, phase et énergie sont liées les unes aux autres. Il est donc possible, connaissant la dispersion en phase à un instant de calculer la dispersion en énergie à un autre moment.

alors possible de résoudre les deux problèmes essentiels du mouvement longitudinal :

1° une particule étant injectée à l'instant $t_i + \tau$, quel est son mouvement ? Est-elle accélérée, ou non ? C'est le problème de l'*accrochage des particules à l'onde*.

2° Quelle est la répartition des énergies, à la sortie de l'appareil pour toutes les particules qui ont pu être accrochées ? C'est le problème *du spectre d'énergie*.

3.2.2. *Discussion graphique des conditions d'accrochage.* — On peut envisager une discussion graphique des conditions d'accrochage d'une particule à l'onde progressive. Repérons une particule par son écart en phase γ, par rapport à la particule « type ». γ n'est plus maintenant une quantité petite. Opérons

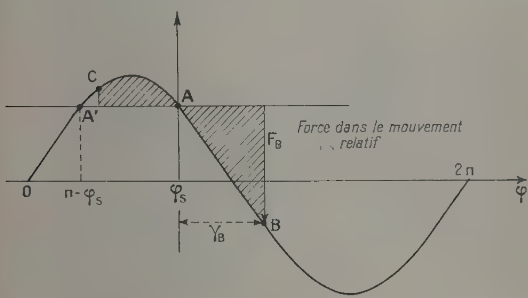


Fig. 5.

dans un référentiel ayant le mouvement de la particule « type » (*fig.* 5). La force qui engendre le mouvement relatif est visiblement la différence des ordonnées de la sinusoïde représentant l'onde progressive et de la droite horizontale, au niveau de la particule type.

On constate alors les résultats suivants en examinant la figure :

— Si, à l'origine $\gamma = 0$, la particule prend le mouvement régulier; c'est une particule « type »;

— Si, à l'origine $\pi - \varphi_s < \gamma < \varphi_s$, la particule en retard est soumise à une force plus intense que celle qui agit sur la particule type; elle rattrape cette dernière, la dépasse, s'arrête et repart en arrière;

— Si, à l'origine $0 < \gamma < \pi - \varphi_s$ la particule, en retard, est soumise à une force plus faible que celle qui agit sur la particule « type »; le retard va croître, et la particule ne s'accrochera pas;

— Enfin, si à l'origine $\varphi_s < \gamma < 2\pi$ la particule, en avance, est soumise à une force plus faible; elle perd son avance et revient vers la particule « type ».

En conséquence, si l'on excepte les particules dont la phase initiale est compris entre 0 et $\pi - \varphi_s$ toutes les particules s'accrochent dans la première période de l'onde accélératrice.

Que vont faire ces particules dans la suite. Il faut que les particules qui se dirigent vers la particule « type », et qui vont évidemment la dépasser, soient stoppées dans leur mouvement, et ramenées vers l'avant. Si cette éventualité a lieu, elles seront accrochées, et le mouvement oscillatoire se continuera. Sinon elles continueront à s'éloigner de la particule « type » et décrocheront.

Il faut donc trouver une condition d'arrêt dans le mouvement relatif rétrograde. Pour cela, considérons deux particules, la particule « type » A et une autre B à la phase γ_B (*fig.* 5). Elles avaient initialement la même énergie. Mais, dans le mouvement relatif, la particule B, soumise à la force F_B qui lui a fait parcourir la distance BA arrive en A avec une énergie cinétique proportionnelle à l'aire hachurée.

La condition d'arrêt est alors évidente. Il faut que la particule perde cette énergie, donc qu'elle aille jusqu'au point C, tel que les aires hachurées soient égales. Si elle s'arrête avant A′, elle repart ensuite en avant, « elle est accrochée ». Si elle dépasse A′, elle continue son mouvement rétrograde, elle est perdue.

Finalement, il semble que l'on puisse accrocher :

1° les particules injectées entre $\pi - \varphi_s$ et φ_s, qui partent en avant, reviennent, et ne sauraient évidemment pas dépasser A′;

2° les particules injectées entre φ_s et φ_s' qui partent en arrière mais arrivent en A avec une énergie insuffisante pour dépasser A′. Des calculs rapides montrent que l'intervalle d'accrochage est de l'ordre de $3\left(\varphi_s - \frac{\pi}{2}\right)$ (soit environ 1/5e de période avec la valeur de φ_s que nous avons choisi).

Mais cette discussion est trop simple, car l'onde se déforme, tant en phase (la vitesse augmente) qu'en amplitude $\left(\text{si l'appareil correspond à une valeur de } \nu \neq \frac{1}{2}\right)$ La particule, partie de B qui arrive en A ne trouve pas l'onde qu'elle y a laissée à l'oscillation précédente, mais une onde, de plus grande longueur d'onde, et d'amplitude différente (disons d'amplitude supérieure pour fixer les idées).

On conçoit aisément, en regardant la figure 6, qu'elle perdra son énergie relative, bien avant d'avoir atteint le point A_2', car la force est plus grande, et le parcours plus long. Par conséquent, la particule qui est partie de C_1 à l'instant initial, a atteint B, a rebroussé chemin, ne peut aller jusqu'à C_1 et s'arrête avant. Il va y avoir un *groupement des phases*, dû à l'augmentation de longueur d'onde et éventuellement d'amplitude.

D'autre part, une particule, partie initialement du point B′, qui aurait emmagasiné une énergie suffisante pour lui faire dépasser le point A_1' dans son retour, si *l'onde n'avait pas changée*, sera main-

tenant stoppée, car il faut davantage d'énergie pour atteindre A'_2. *L'intervalle d'accrochage est augmenté* si l'amplitude de l'onde croît.

Il n'est malheureusement pas possible de préciser davantage cette discussion, faute de certaines données essentielles, en particulier faute de connaître la période des oscillations de la particule autour de la particule « type ». L'étude des petits mouvements nous a montré que cette période était de l'ordre de 10 fois celle du champ haute fréquence, mais on ne saurait décemment extrapoler à des oscillations de grande amplitude.

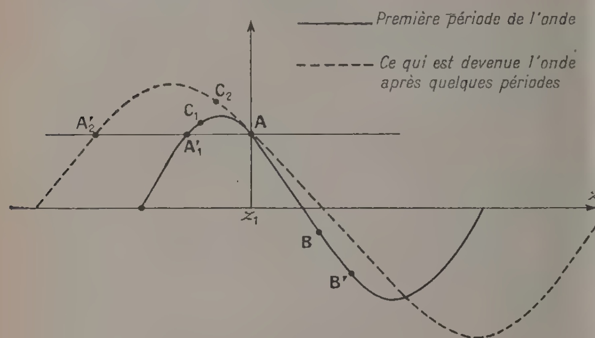


Fig. 6.

L'intégration numérique de l'équation (3.12) permettrait, par contre, de trouver une valeur précise de l'intervalle d'accrochage, de définir les conditions optima d'accrochage, et ensuite, en suivant le mouvement des particules tout le long de l'accélérateur, de trouver une expression approchée du « spectre de l'accélérateur ».

Des études de ce type sont en cours au Laboratoire de Radioélectricité de la Faculté des Sciences de Paris, en vue de développer la théorie de l'accélérateur linéaire dont nous venons d'exposer les principes.

Conclusion. — Nous avons indiqué le principe d'un modèle mathématique simple permettant de décrire avec une bonne précision le mouvement des ions dans un accélérateur linéaire haute fréquence. Nous représentons la loi donnant l'énergie de la « particule-type » en fonction de l'abscisse par une relation mathématique simple. Nous avons ensuite établi un tableau de formules permettant d'étudier les propriétés de l'appareil.

Nous avons étudié, à titre d'exemple, le mouvement longitudinal des particules. Nous avons établi la condition de stabilité axiale et déterminé les conditions optima de groupement des corpuscules autour de la « particule-type ».

Ce modèle nous a également permis d'étudier le mouvement latéral des particules et ainsi de contribuer à la solution du problème fondamental que pose ces accélérateurs : *la stabilité latérale des particules accélérées.* Ce travail a fait l'objet d'une autre publication [17].

Les applications numériques faites sur les accélérateurs existants montrent que notre modèle est précis.

Nous exprimons notre reconnaissance à M. le Professeur Grivet, directeur du Laboratoire de Radioélectricité de la Faculté des Sciences de Paris, qui nous a proposé ce sujet d'études et nous a prodigué ses conseils tout au cours de son exécution.

Manuscrit reçu le 15 janvier 1954.

Note ajoutée à la correction des épreuves. — Depuis le dépôt de ce manuscrit, nous avons eu connaissance d'un article de K. Johnsen et H. Dahl, *Chr. Michelsens, Inst. Ber.*, 1951, **14**, 4, sur la dynamique des accélérateurs à hélice. Les auteurs montrent que le mouvement est régi par $\Phi = Kz^{\frac{2}{7}}$. Notre modèle s'applique donc aux hélices, avec $\nu = \frac{2}{7}$.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Alvarez L. W. et col. — *Phys. Rev.*, 1946, **70**, 799.
[2] Bradner et col. — *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 534.
[3] Chew et Moyer. — *Amer. J. Phys.*, 1950, **18**, 125.
[4] Bernard M. Y. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 1862 et 2175.
[5] Pierce J. R. et Schelkunoff S. A. — *Proc. Inst. Rad. Eng.*, 1947, **35**, 111.
[6] Chick R. et Petrie P. R. — *Nature*, 1951, **168**, 783.
[7] Slater J. C. — *Rev. Mod. Physics*, 1948, **20**, 473.
[8] Chu E. L. — *Tech. Rep. Stanford Univ.*, 1951, n° 140.
[9] Vastel J. — *Ann. Radioélectr.*, 1952, **6**, 20.
[10] Sarazin A. — *Ann. Radioélectr.*, 1953, **8**, 134.
[11] Sloan D. H. et Lawrence E. D. — *Proc. Nat. Ac. Sc.*, 1931, **17**, 64; *Phys. Rev.*, 1931, **38**, 2021.
[12] Sloan D. H. et Coates W. M. — *Phys. Rev.*, 1934, **46**, 539.
[13] Sands. — Communication privée sur le Synchrotron du C.I.T.
[14] Walkinshaw W. — Communication au C. E. R. N.
[15] Janhke et Emde. — Table for higher functions, 4e éd., Teubner, 1948.
[16] Rabinovitch F. — *Ann. Radioélectr.*, 1946, **1**, 134.
[17] Bernard M. Y. — *Thèse*, Paris, 1953 (à paraître aux *Annales de Physique*).
[18] Johnsen K. — Communication privée.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. PHYSIQUE APPLIQUÉE.

SUPPLÉMENT AU Nº 10. TOME 15, OCTOBRE 1954, PAGE 133 A.

UN DISCRIMINATEUR HYPERFRÉQUENCE. I. STABILISATION D'UN BANC DE MESURE

Par René FANGUIN et Gaston RAOULT,

Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand.

Sommaire. — Pour stabiliser un klystron reflex en fréquence, nous devons trouver une tension qui soit fonction de l'écart de fréquence entre celle du générateur et celle d'une cavité résonnante prise comme référence. Cette tension, convenablement amplifiée, est appliquée sur le réflecteur du klystron. Nous avons utilisé une transposition dans le domaine des hyperfréquences d'un discriminateur usuel en radiocommunications : il consiste à détecter la somme et la différence d'une onde incidente et de la réponse d'une cavité résonnante à ladite onde.

1. Généralités. — Un discriminateur est un appareil qui donne une tension v proportionnelle à un écart de fréquence entre une onde qu'il reçoit et une fréquence de référence qui est en général celle d'un circuit résonnant excité par l'onde incidente. On peut l'utiliser, soit pour détecter des ondes modulées en fréquence, auquel cas la question de rendement intervient au plus haut point, mais l'onde incidente peut être absorbée totalement; ou comme stabilisateur, cette fois en prélevant une très faible partie de l'onde incidente.

Nous nous sommes posés d'abord le problème de la stabilisation d'un banc de mesure sur 3,2 cm de longueur d'onde, utilisant un klystron reflex 723 A/B, nous réservant d'adapter notre solution au premier problème (article en préparation).

Dans le domaine des Radiocommunications, les problèmes sont parfaitement résolus [1], mais dans le domaine des ondes centimétriques, de nombreuses solutions plus ou moins compliquées ont été proposées [2], aucune, à notre connaissance, ne transposant les résultats des fréquences plus basses.

2. Stabilisation d'un générateur. — Le problème précis est le suivant : prendre une partie, la plus faible possible, de l'énergie émise par le générateur, et exciter un ou des circuits résonnants, de façon à obtenir une tension proportionnelle à l'écart de la fréquence du générateur avec une fréquence fixée arbitrairement dans la zone de fonctionnement du générateur; cette tension ne doit pas dépendre de l'énergie émise par le générateur, sinon le taux de stabilisation, que nous préciserons plus loin, en dépendrait.

Pour les hautes fréquences usuelles, le dispositif à quartz piézoélectrique est le plus commode, ce qui fait que l'on n'utilise pas en général de discriminateur, mais les quartz ne descendent pas aussi bas en longueur d'onde, et leur utilisation nécessite des démultiplications de fréquence.

Différents dispositifs spéciaux ont été proposés par Pound [3].

On peut utiliser aussi la courbe de réponse de deux cavités légèrement désaccordées, et mises en opposition. Ce dernier dispositif qui donne une très grande sensibilité, a l'inconvénient de nécessiter un couplage mécanique entre les deux palmers qui assurent le déplacement des pistons dans les cavités.

Pircher [4] propose un dispositif qui a fait ses preuves, mais nous avons voulu réaliser un montage qui reproduise fidèlement le schéma du discriminateur haute fréquence, qui, en principe, devrait être à plus large bande.

3. Théorie du fonctionnement. — Le klystron K débite dans un guide d'onde G qui forme l'ensemble usuel du banc de mesure : atténuateur étalonné, détecteur d'ondes stationnaires, ondemètres, etc. L'onde incidente excite une cavité couplée au guide par un petit trou. La cavité résonne suivant le mode H0I, la réponse de cette dernière est ajoutée et retranchée à une fraction de l'onde incidente, prélevée grâce à un couplage directif.

Les deux tensions hyperfréquence ainsi obtenues sont détectées par deux cristaux détecteurs au silicium; elles sont amplifiées et déphasées convenablement par un ou deux amplificateurs à courant continu, et servent à polariser le réflecteur de K.

Nous allons étudier de façon élémentaire les différents points.

4. Réponse d'un circuit résonnant à une excitation. — Rappelons rapidement, surtout pour préciser nos notations, les résultats bien connus.

Si nous excitons par une oscillation de fréquence f_1, donc de pulsation ω, un circuit oscillant de coefficient de self L, de capacité C et de résistance R, de facteur de surtension Q, nous aurons l'équation bien connue, si v est la différence de potentiel aux bornes du condensateur.

$$LC\frac{\mathrm{d}^2 v}{\mathrm{d}t^2} + RC\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} + v = E_0 \cos \omega t$$

et si nous ne considérons que les oscillations forcées, il vient

$$v = v_0 \sin(\omega t - b),$$

avec

$$v_0 = \frac{E_0 \omega^2}{\sqrt{\frac{R^2 \omega^2}{L^2} + (\omega_0^2 - \omega^2)^2}},$$

$$\operatorname{tg} b = \frac{R\omega}{L(\omega_0^2 - \omega^2)},$$

en posant

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0} = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Rappelons la forme des deux courbes de résonance

$$v_0 = f(\omega) \qquad \text{et} \qquad \operatorname{tg} b = g(\omega).$$

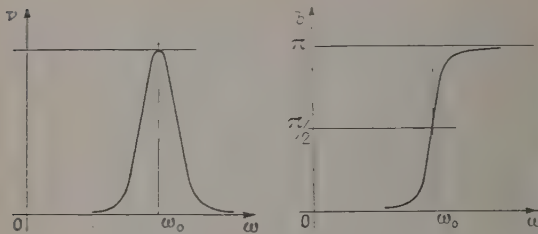


Fig. 1. — Courbes de résonance.

Nous utiliserons par la suite la construction de Fresnel pour composer les oscillations forcées avec l'onde incidente, montrons que le lieu de l'extrémité du vecteur de grandeur v_0 et faisant avec l'axe Oy' l'angle b est un cercle.

Remarquons que le déphasage de 90° est obtenu pour la résonance et prenons comme variable l'angle c tel que $c = b - \frac{\pi}{2}$ et simplifions les équations en posant

$$\frac{R}{L} = a, \qquad \frac{\omega}{\omega_0} = n, \qquad \frac{E_0}{v_0} = u;$$

avec ces notations, $\frac{\omega_0}{a}$ représente le coefficient de surtension Q de la cavité ou du circuit résonnant.

Nous écrirons alors

$$\frac{I}{u} = \frac{1}{(1 - n^2)\sqrt{1 + \operatorname{cotg}^2 c}} = \frac{\sin c}{1 - n^2},$$

$$\operatorname{cotg} c = \frac{an}{\omega_0(1 - n^2)}.$$

Il vient alors :

$$n^2 - 1 = u \sin c, \qquad n = uQ\cos c.$$

En éliminant n, nous obtenons l'équation

$$u^2 Q^2 \cos^2 c - u \sin c - 1 = 0,$$

ce qui donne pour valeur de u les racines

$$u = \frac{\sin c \pm \sqrt{\sin^2 c + 4 Q^2 \cos^2 c}}{2 Q^2 \cos^2 c}.$$

Si nous remarquons que Q est en général très grand, et en négligeant les termes en $\frac{1}{Q^2}$ devant les termes en $\frac{1}{Q}$ nous pouvons écrire

$$u = \pm \frac{1}{Q \cos c},$$

ceci n'étant valable en toute rigueur qu'au voisinage de $c = 0$, mais pratiquement jusqu'à des valeurs très voisines de 90°. Nous écrivons

$$v_0 = E_0 Q \cos c.$$

C'est l'équation polaire du lieu cherché : c'est un cercle qui passe par l'origine et qui a pour diamètre, porté par l'axe des x, la valeur $E_0 Q$. Le signe $\pm$ correspond aux deux branchements possibles du circuit, c'est pourquoi nous ne l'écrivons pas : nous aurons besoin par la suite de deux tels cercles, symétriques l'un de l'autre par rapport à l'axe des y.

5. **Composition des vibrations.** — Nous représentons l'onde incidente par un vecteur vertical vers le haut et puisque nous lui ajouterons ou retrancherons la réponse du circuit résonnant, nous lui

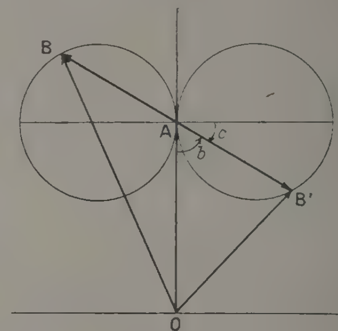


Fig. 2. — Composition des vecteurs.

ajouterons deux vecteurs dont les extrémités seront sur deux cercles symétriques passant par l'extrémité A et de diamètres $\pm E_0 Q$. En réalité, les deux vecteurs $\vec{OA}$ et $\vec{AB'}$ ou $\vec{AB}$ ne sont pas dans le rapport Q, car nous ne prenons qu'une partie de l'onde incidente pour la composer avec la réponse de la cavité. Nous aurons donc la figure 2.

Les tensions détectées par les cristaux détecteurs au silicium sont représentées par les vecteurs $\vec{OB}$ et $\vec{OB'}$, nous aurons donc un courant proportionnel au carré de la tension, à condition, ce qui est toujours réalisé, que cette dernière ne soit pas trop élevée : courants de l'ordre de quelques microampères.

Nous utiliserons deux branchements différents.

a. Branchement en opposition. — Chaque détecteur

est relié à la masse par son support, et s'ils sont de même type, nous disposerons entre les extrémités isolées d'une tension (chaque cristal débitant sur une résistance R) proportionnelle à la différence des carrés des tensions détectées (*fig.* 3 *a*).

$$d = k\left(\overline{\mathrm{OB}}^2 - \overline{\mathrm{OB}'}^2\right).$$

Or dans le triangle OBB′, un théorème de géométrie élémentaire nous donne

$$\overline{\mathrm{OB}}^2 - \overline{\mathrm{OB}'}^2 = 4\,\mathrm{OA}\,.\,\mathrm{AB}\sin c.$$

Soit ici

$$d = k\,4E_0E_0Q\cos c\sin c = 2kE_0^2Q\sin 2c.$$

Si nous remplaçons notre variable c plus pratique par la variable usuelle ω, nous retrouvons la formule sous la forme classique

$$d = 2kE_0^2\frac{\dfrac{\omega\omega_0}{\omega_0^2-\omega^2}}{1+\dfrac{1}{Q^2}\dfrac{\omega^2\omega_0^2}{(\omega_0^2-\omega^2)^2}}.$$

On reconnaît dans cette dernière formule, l'analogue de la formule de Ketteler-Helmholz pour la dispersion de l'absorption.

Comme nous ne voulons utiliser que la portion de courbe au voisinage de $c = 0$, nous tracerons la courbe en fonction de c, puisque, en première approximation, c varie comme $\omega - \omega_0 = x$; en effet

$$\mathrm{tg}\,c = \frac{Q(n^2-1)}{n}$$

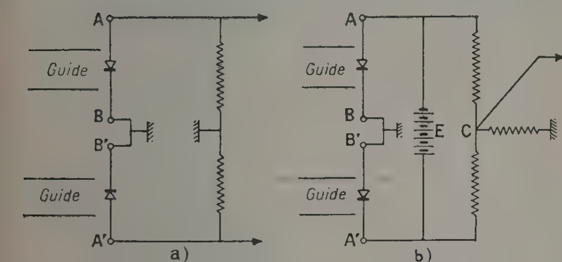


Fig. 3. — Connexions du discriminateur.

et comme $n = \dfrac{x}{\omega_0} + 1$, avec x petit par rapport à ω_0, il vient

$$n^2 = 1 + \frac{2x}{\omega_0}, \qquad \text{d'où} \qquad \mathrm{tg}\,c \# c \# \frac{2Qx}{\omega_0} = \frac{2x}{a}.$$

La courbe a donc la forme bien connue de la figure 4 *a*.

Elle présente deux valeurs stationnaires de part et d'autre de ω_0 obtenue pour $\mathrm{tg}\,c = \pm 1$, soit

$$n^2 \pm \frac{n}{Q} - 1 = 0,$$

ce qui donne avec les mêmes approximations :

$$n = 1 \pm \frac{1}{2Q},$$

$$\omega = \omega_0\left(1 \pm \frac{1}{2Q}\right),$$

$$\omega = \omega_0 \pm \frac{R}{2L}.$$

Entre ces deux valeurs de ω, nous pouvons assimiler la courbe à une droite dont l'équation s'écrit

$$d = \frac{8kE_0^2Q^2x}{\omega_0}.$$

La pente, qui seule nous intéresse, vaut alors

$$\frac{\mathrm{d}d}{\mathrm{d}x} = \frac{8kE_0^2Q^2}{\omega_0}.$$

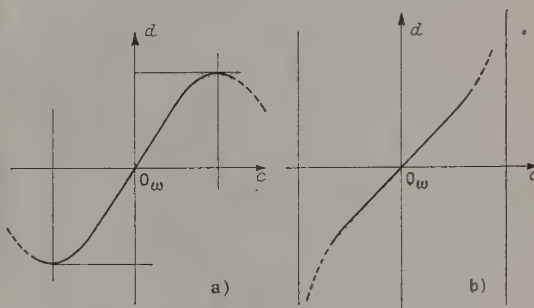


Fig. 4. — Courbes de réponse.

b. Branchement en série du type « Ratio-detector ». — Comme dans le cas précédent, chaque détecteur est relié à la masse par son support, mais ici, ils sont de type différent, ce qui fait que les extrémités isolées sont de nature différente (l'un est le silicium, l'autre le tungstène). Nous réalisons le montage de la figure 3 *b*, et nous maintenons artificiellement, à l'aide d'un gros condensateur ou d'une pile, la tension constante entre les extrémités isolées.

Nous amplifions alors la tension entre le point C et la masse.

Il est visible que la tension amplifiée est toujours proportionnelle à la différence $\overline{\mathrm{OB}}^2 - \overline{\mathrm{OB}'}^2$, comme précédemment; par contre, la pile E maintient la somme $\overline{\mathrm{OB}}^2 + \overline{\mathrm{OB}'}^2$ constante, alors que dans le ratio-detector, c'est la somme $\overrightarrow{\mathrm{OB}} + \overrightarrow{\mathrm{OB}'}$ qui reste constante.

Nous avons alors, d'après un théorème de géométrie élémentaire,

$$\begin{aligned} k''E = \overline{\mathrm{OB}}^2 + \overline{\mathrm{OB}'}^2 &= 2E_0^2 + 2E_0^2Q^2\cos^2 c \\ &= 2E_0^2(1 + Q^2\cos^2 c). \end{aligned}$$

Et la tension utilisable à l'entrée de l'amplificateur sera

$$d = 4k'E_0^2Q\sin c\cos c.$$

D'où, en éliminant E_0 :

$$d = \frac{2k'Q \sin c \cos c k'' E}{1 + Q^2 \cos^2 c}$$

et comme Q est grand devant 1, nous pourrons écrire simplement

$$d = \frac{2k'k''E \operatorname{tg} c}{Q}.$$

La courbe des variations de d est une tangentoïde (*fig.* 4 *b*) qui, au voisinage de $c = 0$, est assimilable à une droite d'équation

$$d = \frac{2k'k''Ec}{Q}$$

et comme $c = \frac{2Qx}{\omega_0}$, cela s'écrit

$$d = \frac{4k'k''Ex}{\omega_0}.$$

La pente, qui seule nous intéresse, vaut

$$\frac{\mathrm{d}d}{\mathrm{d}x} = \frac{4k'k''E}{\omega_0}.$$

Si nous remarquons que $k''E$ est de l'ordre de $E_0^2 Q^2$, nous voyons qu'en gros nous avons par rapport au cas précédent, une perte de l'ordre de la moitié de la pente.

Par contre, et c'est là l'intérêt du montage, cette pente ne dépend plus de E_0 et, quelle que soit la puissance reçue par le système, le fonctionnement restera le même.

6. **Amplification.** — Il nous faut amplifier la tension d pour la réinjecter sur le réflecteur du klystron, mais de façon continue, car même la valeur moyenne a de l'importance, et pas seulement les variations.

Chacun des deux cas précédents nécessite une amplification différente.

a. Amplification symétrique. — Dans le premier cas, il faut amplifier une tension dont aucune extrémité n'est à la masse, il faut donc une amplification différentielle, à deux lampes symétriques (*fig.* 5).

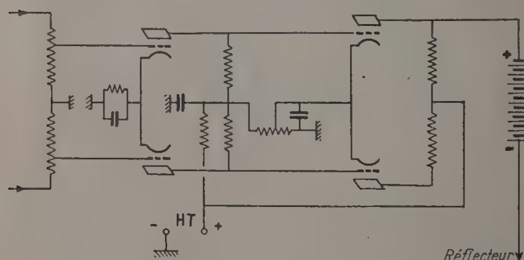


Fig. 5. — Amplificateur symétrique.

En sortie, nous aurons à utiliser seulement les variations de tension du point A ou du point B, ce qui fait perdre la moitié du coefficient d'amplification. Pour pouvoir connecter (en courant continu) les variations de A au réflecteur du klystron, il nous faudra mettre en série une force électromotrice, continue importante (de l'ordre de 500 V) afin de combler la différence de potentiel entre ces deux points.

b. Amplification ordinaire. — Dans le deuxième cas, un amplificateur ordinaire à courant continu suffit, toute l'amplification est utilisée cette fois. On voit que, soit dans un cas, soit dans l'autre, le résultat final est le même, le facteur 2 étant perdu soit à l'entrée, soit à la sortie.

7. **Réalisation hyperfréquence.** — Le circuit oscillant est une cavité H01, dont le fond se déplace parallèlement à lui-même grâce à une butée micrométrique. Elle est excitée par un petit trou percé dans le grand côté du guide, l'axe de la cavité étant parallèle au grand côté du guide.

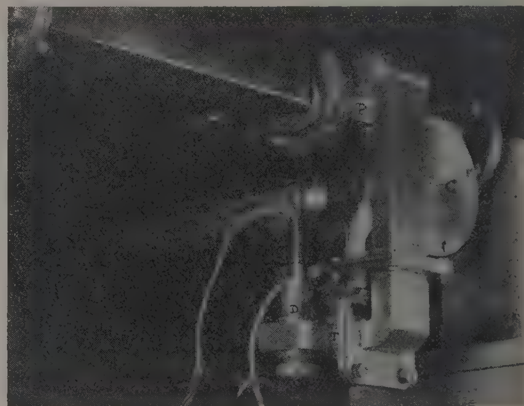


Fig. 6. — Le discriminateur.
On reconnaît en C la cavité, en T le té magique, en D le support du cristal, en P le guide principal.

La réponse de cette cavité est reprise par un trou placé à 90° du trou précédent, de façon à éliminer le mode parasite H31 toujours présent.

L'addition et la soustraction se font grâce à un « té magique ».

Rappelons que ce dispositif hyperfréquence est formé de quatre guides qui se rejoignent à angle droit et que l'on appelle les bras du té. Deux bras sont dans le prolongement l'un de l'autre, et forment un guide unique, on les appelle les bras latéraux. Un troisième bras est soudé dans le plan du grand côté du guide, on l'appelle le bras H, car le champ magnétique dans le guide est dans des plans parallèles à ce côté. Le quatrième bras est soudé perpendiculairement au grand côté du guide : on l'appelle le bras E.

Si le té est parfaitement symétrique et les bras latéraux adaptés, une onde envoyée par le bras H se divise dans les bras latéraux en deux ondes qui sont *en phase* à des distances égales de la jonction. Aucune onde ne passe dans le bras E.

Une onde envoyée dans le bras E se divise dans les bras latéraux en deux ondes qui sont *en opposition* de phase à des distances égales de la jonction.

Il suffira donc de placer un cristal détecteur adapté dans chacun des bras latéraux, et symétriquement, pour détecter la somme et la différence de deux ondes envoyées, l'une dans le bras E, l'autre dans le bras H.

Dans le bras H nous allons envoyer une partie de l'onde incidente que nous prélevons sur le guide principal grâce à un couplage directif [5] à très large bande, formé d'un trou en forme de croix décalé par rapport à l'axe du guide. L'atténuation d'un tel couplage est de l'ordre de 10 db, c'est-à-dire que seulement le $1/10^e$ de l'énergie est prélevée. Le départ de l'énergie se fait à 90° de la direction incidente. Pour nous réserver la possibilité d'une variation de phase, l'onde obtenue dans le guide à 90° se réfléchit sur un piston mobile et repart en sens inverse. Il en retourne une fraction dans le guide principal, le $1/100^e$ d'après l'atténuation, et ceci est négligeable.

Dans le bras E nous envoyons l'énergie provenant de la cavité. Le guide qui la reprend doit être adapté à l'extrémité opposée au té, ceci est réalisé simplement à l'aide d'un petit carton absorbant taillé en biseau et placé en bout, suivant la technique usuelle.

Chaque élément de guide et de cavité, détail de ce montage, a nécessité une étude individuelle au banc de mesure, de façon à posséder une bande passante permettant l'utilisation des klystrons 723 A/B que nous possédions, soit en gros 2,9-3,4 cm.

8. **Cristaux détecteurs.** — A l'extrémité de chaque bras latéral, nous avons placé des cristaux détecteurs au silicium et nous les avons adaptés pour le courant moyen qu'ils auront à débiter. La terminaison standard, conçue pour des courants de l'ordre de 1 mA, a dû être retouchée, pour les courants de l'ordre de 100 fois plus petits.

Si nous utilisons des cristaux de type français ou anglais, le silicium est relié à la pointe de la cartouche (isolée) nous aurons les connections du type *a*; si nous utilisons un cristal de type américain, avec un du type précédent, comme c'est la moustache de tungstène qui est reliée à la pointe, nous aurons les connections du type *b*.

Les amplificateurs se réduisent à un seul, dans le second cas, on n'en utilise que la moitié.

9. **Marche d'une expérience.** — Un dispositif simple d'inverseurs permet de réaliser à volonté les schémas *a* et *b* : les cristaux détecteurs débitent, non point sur des résistances, mais sur des potentiomètres bobinés de 10 000 Ω. Les contacts mobiles des potentiomètres sont reliés : aux grilles dans le cas *a* et ensemble dans le cas *b*. Ceci pour permettre d'équilibrer les détecteurs.

Il est, en effet, impossible de trouver deux détecteurs identiques, un réglage doit donc être rendu possible pour rattraper la légère différence qui subsiste toujours entre les courants redressés.

Afin de régler convenablement le discriminateur, un inverseur permet d'isoler l'amplificateur, et de recevoir le signal sur les plaques Y d'un oscillographe cathodique.

Nous obtenons sur l'écran de l'oscillographe la courbe de discrimination de la figure 4, en balayant par la même tension, et le réflecteur du klystron et la coordonnée x sur l'écran. Ceci s'obtient simplement à l'aide d'un transformateur à 50 p/s dont un secondaire est en série dans le réflecteur, et un autre aux bornes de l'amplificateur en x de l'oscillographe.

Par l'observation de la courbe, nous pouvons régler l'équilibrage des cristaux et la position du piston de déphasage. Ces réglages faits, il suffit de brancher l'amplificateur. Le klystron se stabilise alors sur la fréquence définie par la cavité, ceci même en présence du balayage que l'on peut maintenir ou enlever à volonté.

10. **Coefficient de stabilisation.** — Considérons un appareil quelconque M qui donne à un signal d'entrée s une réponse R_0 avec la relation

$$R_0 = ts$$

t étant une constante, ou une fonction indépendante de s, réelle ou imaginaire, ce dernier cas tenant compte des déphasages possibles.

Si maintenant nous voulons stabiliser, nous prendrons une partie du signal de sortie et nous le réinjecterons à l'entrée, convenablement amplifié et déphasé de 180°. Supposons que muni de ce dispositif, la réponse de l'appareil au signal d'entrée s ne soit plus que R.

Le discriminateur prend kR, l'amplificateur donne akR; k étant la pente du discriminateur, et a le coefficient d'amplification; ce qui entrera dans l'appareil sera donc $s - akR$, nous aurons

$$R = t(s - akR),$$

d'où

$$R = \frac{ts}{1 + akR}.$$

sans stabilisation, $R_0 = ts$.

Le taux de stabilisation est donc donné par le rapport $\frac{R_0}{R}$:

$$\frac{R_0}{R} = 1 + akt.$$

Voyons les valeurs des constantes dans notre cas précis : une variation de fréquence, qui peut provenir d'un grand nombre de facteurs (tension de chauffage du klystron, tension et température de la cavité du klystron, etc.) peut se ramener à une variation $\mathrm{d}V$ de tension sur le réflecteur. En l'absence de stabilisation, on peut écrire

$$\mathrm{d}f_0 = t\,\mathrm{d}V.$$

Or lorsque le discriminateur et l'amplificateur seront connectés, une variation de fréquence $\mathrm{d}f$ entraînera l'apparition d'une tension

$$\mathrm{d}d = \frac{\mathrm{d}d}{\mathrm{d}x}\,\mathrm{d}f$$

aux bornes du discriminateur, la pente a été calculée précédemment et nous pouvons la mesurer à l'oscillographe.

Nous amplifions après dans le rapport a et la variation de tension sur le réflecteur du klystron qui donne la variation de fréquence $\mathrm{d}f$ et de $\mathrm{d}V - a\frac{\mathrm{d}d}{\mathrm{d}x}\,\mathrm{d}f$, il vient alors

$$\mathrm{d}f = t(\mathrm{d}V - ap\,\mathrm{d}f) \qquad \text{avec} \quad p = \frac{\mathrm{d}d}{\mathrm{d}x},$$

le coefficient de stabilisation est

$$\frac{\mathrm{d}f_0}{\mathrm{d}f} = 1 + apt$$

et comme 1 est négligeable devant apt

$$\frac{\mathrm{d}f_0}{\mathrm{d}f} = apt.$$

11. **Mesure du taux de stabilisation.** — Lorsque nous mesurons à l'oscillographe la pente de la courbe, nous obtenons tout de suite le produit pt, ce qui nous évite de mesurer la pente du klystron. En effet, compte tenu des amplifications de l'oscillographe et du rapport du transformateur d'entrée, nous mesurons le rapport entre la tension de sortie (appliquée sur le réflecteur) et la tension fournie par le discriminateur.

Le coefficient d'amplification de l'amplificateur à courant continu est facile à mesurer.

Dans nos premières expériences, nous avons une amplification de $a = 2\,900$ et une variation $\frac{\mathrm{d}d}{\mathrm{d}V}$ de 0,12, ce qui nous donne un taux de stabilisation de l'ordre de

$$\frac{\mathrm{d}f_0}{\mathrm{d}f} = 350.$$

12. **Application de l'appareil : variation de la fréquence.** — Avec un banc de mesure équipé d'un tel discriminateur dont la cavité est à l'air libre (on pourrait avoir mieux en la calorifugeant), nous avons tracé point par point la courbe de résonance d'une cavité d'ondemètre, ce qui nous a permis de mesurer avec précision son coefficient de surtension qui était de 8 300.

Dans une série de mesures s'étalant sur une journée, on a pu vérifier que, sans précautions spéciales, les variations de fréquence dues aux variations fortuites des conditions d'alimentation (le secteur est très mauvais, tout au moins sur la ligne qui alimente le laboratoire) étaient au maximum de 0,12 MHz, ce qui donne une précision journalière pour notre klystron à 10 000 MHz de 12 pour 1 000 000.

Un nouvel amplificateur en construction nous permettra d'augmenter encore cette précision, ainsi qu'un calorifugeage de la cavité de référence.

Manuscrit reçu le 28 novembre 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Seeley et Avins. — *R. C. A. Review*, 1947, **8**, 201-237.
[2] Montgomery et all. — Technique of Microwaves Measurements, p. 59-78.
[3] Pound. — Technique of Microwaves Measurements, p. 59-78.
[4] Pircher. — *Onde Électrique*, 1951, **31**, 144-153.
[5] Surdin. — *J. Inst. Élect. Eng.*, 1946, **93**, 725-737.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. PHYSIQUE APPLIQUÉE.

SUPPLÉMENT AU Nº 10. TOME 15, OCTOBRE 1954, PAGE 139 A.

SUR LE FIXAGE DES ÉMULSIONS NUCLÉAIRES

Par J. P. LONCHAMP et H. BRAUN,

Institut Physique de Strasbourg.

Sommaire. — On étudie l'influence de quelques facteurs sur la cinétique du fixage des émulsions nucléaires. Les facteurs étudiés sont : concentrations des bains de fixage, composition chimique de ceux-ci; influence de l'agitation; influence de la nature des émulsions. Les résultats obtenus s'écartent parfois de ceux obtenus pour les émulsions ordinaires.

L'emploi de l'hyposulfite d'ammonium pour le fixage, présente certains avantages; on a remarqué, par ailleurs, que l'attaque des grains d'argent, après développement, n'était pas prohibitive.

1. **Introduction.** — Le fixage des émulsions nucléaires a été beaucoup moins étudié que le fixage des émulsions ordinaires. Les résultats valables pour ces dernières ne le sont pas nécessairement pour les premières. Les émulsions nucléaires, en effet, diffèrent des émulsions ordinaires :

a. par leur plus grande épaisseur : 50 à 1 200 μ;
b. par leur forte concentration en halosels d'argent : 80 pour 100 en poids;
c. par la finesse et l'homogénéité des grains.

Le fixage est une opération très importante dans le traitement des émulsions épaisses. Un fixage opéré dans de mauvaises conditions peut entraîner de fâcheuses conséquences : disparition des grains d'argent, colorations prononcées, distorsion importante des traces rendant difficile les mesures de « scattering ».

Il nous a semblé utile de faire une étude systématique de quelques facteurs pouvant influencer les opérations de fixage et spécialement leur cinétique.

2. **Technique opératoire.** — La durée exacte d'un fixage complet étant assez délicate à préciser, nous mesurons, en fait, la durée d'éclaircissement de la plaque, c'est-à-dire le temps que met la couche d'apparence laiteuse de gélatino-bromure d'argent à disparaître. En général, l'instant final peut être apprécié sans ambiguïté, par simple examen visuel. Dans certains cas néanmoins, on a remarqué quelques strates dont la « dissolution » s'avéra anormalement lente par rapport à celle des couches adjacentes Moyennant cette réserve, l'instant final peut être précisé à $\sim$ 1 mn près pour des émulsions jusqu'à 400 μ d'épaisseur.

La reproductibilité des résultats nécessite un certain nombre de précautions. Il est nécessaire de ne comparer que des fragments provenant d'une même plaque pour éviter des variations d'épaisseur quand on passe d'une plaque à une autre. Les solutions de fixateur sont toujours des solutions fraîches : 250 cm³ de solution pour les émulsions d'épaisseur inférieure et égale à 200 μ, 500 cm³ pour les émulsions de 400 μ. Les surfaces d'émulsion sont de l'ordre de 5 cm².

3. **Existence d'une concentration optimum dans le cas de l'hyposulfite de sodium.** — On sait que ce point est controversé en ce qui concerne les émulsions ordinaires. Sur la figure 1, on trouve les résultats de l'influence de la concentration en hyposulfite sur la vitesse de fixage. La concentration varie de 50 à 800 g/l, valeur très proche de la solubilité limite à température ordinaire. Ces résultats sont relatifs à une émulsion G5 de 100 μ d'épaisseur vierge, à la température de 19° C. Pour la courbe I, les plaques sont immergées directement dans le bain fixateur.

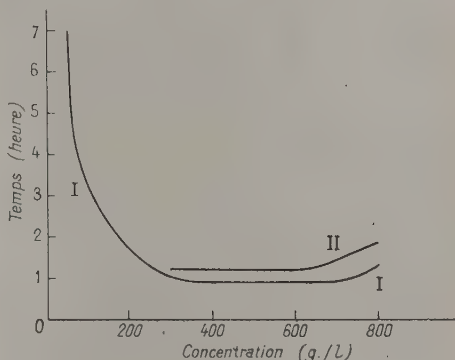


Fig. 1.

On constate sur le graphique un palier de vitesse maximum s'étendant pratiquement de 350 à 700 g/l. Pour les concentrations supérieures, on observe une

remontée du temps de fixage : 50 pour 100 par rapport au temps du palier.

Les raisons de l'existence d'une région de concentration optimum ne sont pas entièrement élucidées. Sheppard [1] a suggéré l'influence de deux effets antagonistes :

a. un effet de masse intervenant dans le processus de diffusion;

b. un « effet de sel » agissant sur l'ampleur du gonflement de la gélatine.

Alnutt [2], Crabtree et Russel (1944) indiquent la disparition de l'optimum lorsqu'on immerge l'émulsion dans le fixateur après l'avoir laissé gonfler au préalable dans de l'eau. On est, de ce fait, plus près des conditions habituelles du fixage. Sur la courbe II de la figure 1 se trouvent les résultats relatifs à une émulsion qui ne diffère de celle de la courbe I que par le fait d'avoir été immergée avant fixage dans de l'eau distillée durant 45 mn.

On constate que la remontée du temps de fixage

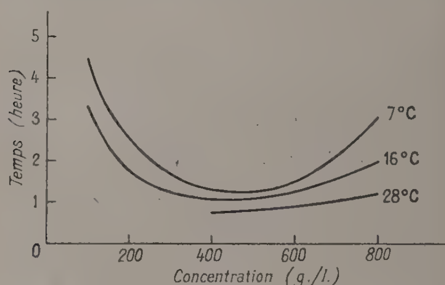


Fig. 2.

subsiste et que les temps relatifs à la plaque immergée au préalable sont légèrement plus longs.

D'autres auteurs, par exemple Alnutt [2], indiquent que l'existence d'une concentration optimum peut dépendre de la température ce qui nous a incité à opérer à des températures variées. On remarque sur les courbes de la figure 2 relatives aux températures de 7, 16 et 28° C, que l'existence d'une concentration optimum est d'autant mieux marquée que la température est plus basse.

4. Influence de la nature du bain fixateur. — Il serait d'un intérêt pratique de trouver un bain fixateur capable d'abréger la durée de cette opération. Rappelons que le fixage d'une plaque de 1 200 μ nécessite environ 3 semaines par la méthode de Bruxelles [3]. Le problème est d'abréger cette durée tout en évitant des accidents mécaniques (décollement de l'émulsion de son support) et en conservant les qualités dont la principale est l'absence de distorsion. La distorsion peut être engendrée par un fixage trop brutal.

1° *Bain de fixage : hyposulfite de sodium + chlorure d'ammonium.* — En photographie ordinaire, l'effet accélérateur de l'addition de sels d'ammonium

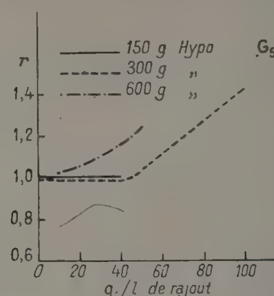


Fig. 3.

à l'hypo. de sodium est bien connu. Il existe une concentration optimum en sel d'ammonium dépendant de la concentration en hyposulfite. Un excès de sel d'ammonium peut, au contraire, ralentir le fixage.

Nos essais ont porté sur des émulsions G5, 50 μ et C2, 50 μ et des concentrations en hyposulfite de 600, 300 et 150 g/l.

Les résultats sont reportés sur les figures 3 et 4 dans lesquelles on porte en ordonnée *r*, rapport des temps de fixage avec et sans rajout de substances à l'hyposulfite. On voit que l'effet accélérateur existe pour les émulsions du type C2, mais n'existe pas pour celles du type G5. On remarquera que l'effet accélérateur est plus marqué lorsque la concentration en hyposulfite décroît, résultat déjà mis en évidence pour les émulsions ordinaires [4].

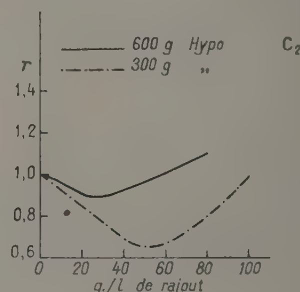


Fig. 4.

Cette différence de comportement entre les plaques G5 et C2 est peut-être en relation avec la teneur différente en IAg de ces deux types d'émulsion.

2° *Bain de fixage : hyposulfite de sodium + éthylènediamine.* — Les résultats sont donnés figure 5 pour une C2, 50 μ.

On notera la moindre efficacité de l'éthylènediamine par rapport au chlorure d'ammonium, résultat qui diffère de celui de Abribat et Pouradier [4] pour les émulsions ordinaires où ces deux corps avaient une efficacité comparable.

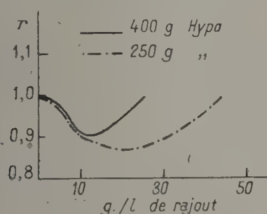


Fig. 5.

3° *Bain de fixage : hyposulfite d'ammonium seul.* — Sur la figure 6 se trouvent portées les durées de fixage pour une G5, 100 μ en fonction de la concentration en hyposulfite d'ammonium pour les températures de 16 et 24° C. On remarquera la disparition du palier pour les températures égales ou inférieures à 16° C.

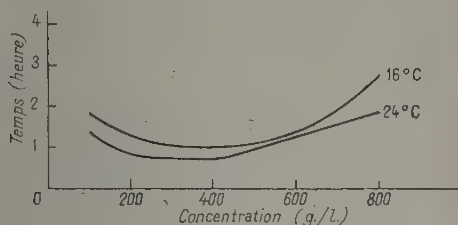


Fig. 6.

Pour comparer l'efficacité de l'hypo. d'ammonium et de l'hypo. de sodium, nous avons (*fig.* 7 *a*, *b*, *c*) tracé les courbes relatives à ces deux fixateurs pour les températures de 20, 16 et 3° C, en portant en abscisse les concentrations molaires.

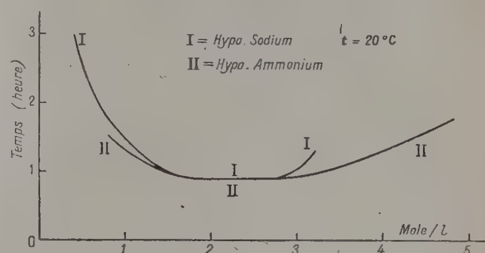
A 20° C, entre les concentrations 1,2 et 3 mole/l, les vitesses de fixage sont les mêmes; à l'extérieur de cet intervalle, l'hypo. d'ammonium fixe plus rapidement à molarité égale.

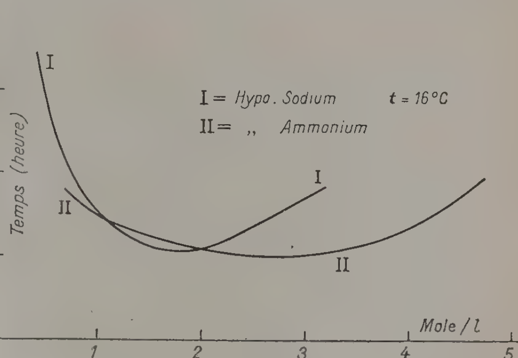
A 16° C, entre les concentrations 0,6 et 2 mole/l, les vitesses de fixage sont très peu différentes, mais au delà de 2 mole/l (300 g hypo. d'ammonium, 500 g hypo. de sodium), l'hypo. d'ammonium fixe notablement plus vite.

A 3° C, à toute concentration, l'hypo. d'ammonium fixe plus vite que l'hypo. de sodium, la différence est considérable au-dessus de 2 mole/l.

Ces résultats diffèrent assez sensiblement de ceux d'Alnutt [2] cités par James et Higgins [5], qui, pour des émulsions ordinaires (non spécifiées), trouvent que l'accélération due à l'emploi d'hypo. d'ammonium persiste même à 20° C à toute concentration.

Nos conclusions restent entièrement valables pour les émulsions du type C2. On notera que le comportement différent des G5 et C2 relativement aux rajouts de chlorure d'ammonium ne se retrouve





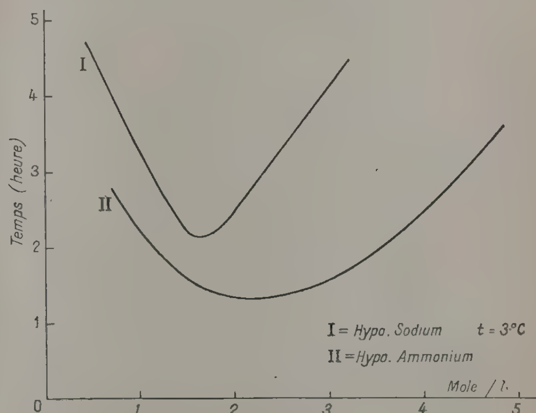


Fig. 7 *a*, 7 *b*, 7 *c*.

pas. Une interprétation physicochimique de ces résultats devra tenir compte du gonflement des émulsions qui peut être très différent lorsqu'on passe de l'hypo. de sodium à l'hypo. d'ammonium (*cf.* § 7).

4° *Autres compositions du bain de fixage.* — Nous avons comparé les vitesses de fixage dans un bain

d'hypo. de sodium (250 g/l); un bain d'hyposulfite acidifié (1) pH ~ 5 et un bain d'hyposulfite acidifié tannant (2) pH ~ 4,5.

Le bain acide augmente assez considérablement le temps de fixage — 30 pour 100 — par contre, la présence d'un agent tannant ne semble pas avoir d'action retardatrice. Le bain acide tannant n'a provoqué qu'une augmentation de 11 pour 100 par rapport au temps mis par le bain : hyposulfite seul.

Certains expérimentateurs, en vue de réduire les dangers de décollement en cours de fixage utilisent une adjonction de 5 pour 100 de sulfate de sodium hydraté au bain d'hyposulfite. Nous avons constaté que l'inconvénient de ce procédé est de rallonger la durée de fixage d'environ 40 pour 100.

Par ailleurs, la présence d'un agent mouillant dans le bain de fixage ne provoque aucune variation de vitesse.

5. **Influence de l'agitation.** — Il est bien connu en photographie ordinaire que l'agitation qui élimine les produits de la réaction au voisinage de la surface de l'émulsion accélère le fixage. Dans le cas des émulsions nucléaires, une agitation trop violente entraîne des déformations de la couche de gélatine. On utilisa parfois une agitation mécanique donnant un flux laminaire [6] ou encore une agitation à flux gazeux [7]. Au moyen d'une agitation à flux laminaire, nous avons observé un gain de vitesse chiffré par

$$g = \frac{\text{Temps de fixage avec agitation}}{\text{Temps de fixage sans agitation}},$$

$g = 0{,}6$, valeur moyenne pour une série C2, 100 μ hypo. de sodium, 400 g/l.

Une autre méthode destinée à accélérer la diffusion à la surface de l'émulsion consiste à procéder au fixage avec la face émulsion de la plaque tournée vers le bas (3). Les différences de densité donnent naissance à des courants de convexion qui tendent à entraîner les produits de réaction loin de la surface de l'émulsion. Nous avons examiné si la distance entre l'émulsion et le fond du récipient pouvait influencer sur l'efficacité de ces courants de convexion. Des émulsions étagées entre 7 cm et 2 mm ont toutes un même temps de fixage.

Le gain de vitesse obtenu :

$$g = \frac{\text{Temps de fixage émulsion face en haut}}{\text{Temps de fixage émulsion face en bas}}$$

a été de $g = 0{,}7$, valeur moyenne pour une série de C2, 100 μ hypo. de sodium, 400 g/l.

Le gain est donc un peu moindre que celui pour un flux laminaire.

Nous avons ensuite combiné les deux actions en mettant l'émulsion vers le bas et en lui communiquant en plus un mouvement lent de balançoire. Le gain obtenu a alors été de $g = 0{,}5$.

Ce dernier procédé, le plus efficace, ne semble pas pouvoir être retenu, mais nous pensons par contre que le fixage des plaques nucléaires avec l'émulsion tournée vers le bas puisse être préconisé sans entraîner de distorsion prohibitive.

6. **Influence du type d'émulsion.** — Les divers types d'émulsions Ilford diffèrent par le diamètre moyen des grains vierges, celui-ci varie entre 0,11 μ pour une D1 à 0,16 μ pour une G5; d'autre part, ils présentent des variations dans les facteurs des sensibilités intrinsèques en relation avec l'état de la surface des grains. On peut s'attendre *a priori* à des variations dans les vitesses de fixage.

En fait, nous n'avons trouvé aucune différence significative entre les types D1, E1, C2; par contre, un accroissement systématique de la vitesse pour le type G5. Cet accroissement est de l'ordre de 20 pour 100. L'augmentation du diamètre des grains entraîne une diminution du potentiel électrocinétique que l'ion hyposulfite doit franchir. Cette explication n'est toutefois pas suffisante.

7. **Expériences sur les variations d'épaisseurs au cours du fixage.** — Les mesures d'épaisseurs ont été faites à l'aide d'un appareil à vis micrométrique, la reproductibilité des mesures à $\pm 5\,\mu$ près est bien suffisante pour avoir un aspect fidèle de la courbe de gonflement.

Les courbes de la figure 8 sont relatives à une émulsion G5, 200 μ ayant subi une immersion préalable de 1 h dans une solution d'acide acétique à 2 pour 1000, la température est de 19° C. Les différentes courbes ont été ramenées à la même épaisseur initiale arbitraire. Le maximum du gonflement correspond à l'époque de l'éclaircissement de la plaque.

Composition du bain fixateur — Hypo de sodium, 400 g/l (courbe I); hypo. d'ammonium, 400 g/l (courbe II); hypo. d'ammonium, 300 g/l (courbe III); hypo. de sodium, 2,7 mol/l (670 g/l) (courbe IV).

Il résulte de ces courbes que le fixage habituel à 400 g/l d'hypo. de sodium donne une courbe de gonflement assez peu favorable, contrairement à l'hypo. d'ammonium (400 g/l) qui peut être qualifié de très favorable.

La différence entre les courbes II et III illustre bien « l'effet de sel ».

Pour comparer valablement l'hypo. de sodium et l'hypo. d'ammonium, il faut comparer des solutions

(1) Eau, p. f. 1000 cm³; hypo. de sodium cristallisé, 250 g; sulfite de sodium anhydre, 10 g; bisulfite de sodium, 35° B, 50 cm³.

(2) Eau, p. f. 1000 cm³; hypo. de sodium cristallisé, 250 g; sulfite de sodium anhydre, 15 g; acide acétique, 10 cm³; acide borique, 7,5 g; alun de potassium, 15 g.

(3) Il ne peut être question de fixer la plaque verticalement comme on le fait souvent en photographie ordinaire.

de même concentration molaire, ayant donc même « effet de sel ». Cette comparaison résulte de celle des courbes II et IV, elle est en faveur de l'hypo. d'ammonium. Cette différence de comportement est certainement en relation avec la différence de pH entre les deux types de solution (hypo. d'ammonium, pH $\sim$ 5, hypo. de sodium pH $\sim$ 6,4).

Nous avons examiné ensuite l'influence de la température sur les courbes de gonflement Dans le cas de l'hypo. d'ammonium, l'amplitude des variations d'épaisseur a été trouvée la même à 19 et à 8° C. Pour l'hypo. de sodium également, l'influence de la température entre 19 et 8° C est minime.

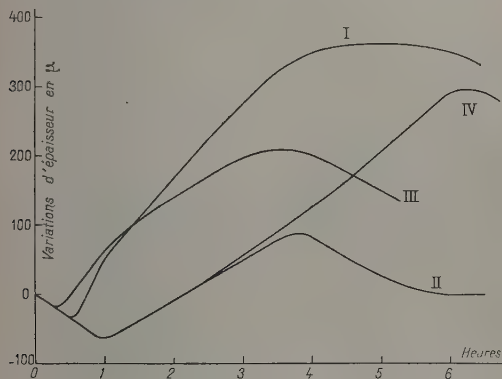


Fig. 8.

8 **Remarques au sujet de l'emploi de l'hyposulfite d'ammonium pour le fixage.** — On peut trouver dans la littérature quelques objections quant à l'utilisation de l'hypo. d'ammonium comme fixateur [8]. Il aurait l'inconvénient de donner des grains d'argent partiellement attaqués et même de dissoudre les grains développés situés près de la surface; de plus, on l'accuse parfois de donner une image instable.

En ce qui concerne cette dernière objection, il est facile d'y porter remède en procédant à un lavage particulièrement soigné après fixage.

S'il est incontestable que l'hypo. d'ammonium attaque plus facilement l'argent métallique que l'hypo. de sodium, il restait à prouver que cette attaque était trop importante pour permettre le fixage des émulsions nucléaires dans des conditions acceptables. Ceci nous a amené à effectuer un contrôle quantitatif.

Une émulsion G5, 50 μ a été développée puis fixée dans les conditions habituelles (1 h dans l'hypo. de sodium, 400 g/l), une fraction de l'émulsion fut gardée comme témoin, une autre fut abandonnée dans un grand excès d'une solution d'hypo. d'ammonium à 400 g/l pour une durée de 163 h à la température ordinaire 19 ± 0,5°. Un dernier fragment séjourna dans une solution identique durant le même temps, mais cette fois dans un thermostat réglé à 5 ± 1°.

Après lavage et séchage, les plaques furent examinées au point de vue de la densité du voile. Nous entendons par « voile » l'ensemble des grains développés; voile au sens habituel plus les grains isolés des traces d'électrons lents et rapides et des autres traces cosmiques à l'exception des gros amas caractéristiques que constituent les fins de trajectoires d'électrons.

Les mesures ont été faites à une profondeur de 10 μ au-dessous de la surface de l'émulsion. Afin d'éviter l'influence de zones où le voile pourrait être systématiquement plus fort ou plus faible, nous avons exploré des surfaces en forme de bandes rectangulaires de quelques microns de largeur et de plusieurs centimètres de long.

Pour des surfaces de $56 \cdot 10^3 \mu^2$, nous avons dénombré respectivement :

Plaque témoin : 3 579 grains;
Plaque hypo. d'ammonium : 19° C, 3 122 grains;
Plaque hypo. d'ammonium : 5° C, 3 319 grains.

Toutes ces différences sont statistiquement significatives. Une étude analogue a été faite pour une émulsion plus épaisse (400 μ), deux fragments ont été fixés à 6° C durant 30 h, l'un dans de l'hypo. de sodium (400 g/l), l'autre dans de l'hypo. d'ammonium (400 g/l). A 10 μ de la surface de l'émulsion, la densité de voile mesurée est la même.

Un fragment qui a séjourné durant 170 h dans de l'hypo. d'ammonium à 400 g/l à 5° C a montré au bout de ce temps une diminution de voile de 12 pour 100; un autre fragment conservé à 19° C présente un effacement quasi-complet du voile sur 30 μ de profondeur.

Du point de vue pratique, nous pensons qu'il n'y a aucune contre-indication pour fixer des plaques jusqu'à 600 μ dans l'hypo. d'ammonium, à condition de fixer à une température voisine de 5° C.

Conclusions. — Pour les émulsions Ilford de tous types sauf G5, on accélère le fixage par adjonction de 40 g/l de chlorure d'ammonium à la solution d'hypo. de sodium habituelle.

Pour toutes les émulsions, on accélère le fixage en mettant les plaques émulsion vers le bas. Le remplacement de l'hypo. de sodium par celui d'ammonium peut être intéressant dans certains cas, en particulier, lorsque le fixage est fait à basse température. L'intérêt de l'hypo. d'ammonium en plus du gain de vitesse réside dans l'obtention de courbes de gonflement très favorables. La concentration de 400 g/l semble être la meilleure. Les inconvénients de l'hypo. d'ammonium en tant que fixateur ont été souvent exagérés.

Un gain très intéressant dans la vitesse de fixage peut être obtenu par l'emploi d'émulsions coulées sur verre fritté. Cette technique suggérée par

M. Occhialini a été récemment mise au point par M. R. Rechenmann ([4]).

Cette étude en plus de ces suggestions d'ordre pratique apporte un ensemble de faits expérimentaux dont devra tenir compte une étude plus complète des phénomènes. Si les très intéressantes remarques de MM. Abribat et Pouradier [4] sur le rôle des barrières de potentiel à la surface des grains permettent de comprendre un certain nombre de faits expérimentaux, il en reste d'autres qui n'ont pas encore d'explications satisfaisantes.

Il semble que toutes les phases en lesquelles on peut décomposer le fixage, les phases de diffusion sont du point de vue cinétique plus importantes que la phase purement chimique, c'est-à-dire la réaction du fixateur sur le sel d'argent; on aura remarqué dans cet ordre d'idées le faible pouvoir accélérateur des rajouts de sels tels que le chlorure d'ammonium.

Ce travail a été exécuté au Laboratoire du Professeur Cüer que nous remercions pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

L'un des auteurs, M. H. Braun, tient à remercier M. le Docteur Abribat et M. Pouradier pour les très intéressantes discussions dont il a bénéficié lors de son stage à la Société Kodak-Pathé.

([4]) Communication privée.

Manuscrit reçu le 15 janvier 1954.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Sheppard, Elliott et Sweet. — *J. Frank. Inst.*, 1923, **196**, 45.
[2] Alnutt. — *J. Soc. Motion Picture Eng.*, 1943, **41**, 300.
[3] *Bull. Centre Phys. Nucl. Bruxelles*, 1951, **13** *b*.
[4] Abribat et Pouradier. — Communication 1575 V des Laboratoires de Recherche Kodak.
[5] James et Higgins. — Photographic Theory, 137.
[6] Powell et Occhialini. — Nuclear Physics in Photographs, 1947.
[7] Wilson et Vaneslow. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1144.
[8] Beiser. — *Rev. Mod. Physics*, 1952, **24**, 294.

Le Gérant : Maurice Blondin. 146394 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1954.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, RUE DE RENNES, PARIS (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SÉANCE DU 20 NOVEMBRE 1953.

Présidence de M. PAUTHENIER.

M. le PRÉSIDENT présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. AMBROSINO (Georges), Agrégé de physique, Sous-directeur du Laboratoire des Rayons X, 5, rue Saint-Claude, Paris (3e), présenté par MM. M. de Broglie et Maréchal.

CHARRU (André), Licencié ès sciences, 11, rue Aurélien-Scholl, Bordeaux (Gironde), présenté par MM. Servant et Loudette.

ROBILLARD (André), Licencié ès sciences, Stagiaire de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 25, rue de Tolbiac, Paris (13e), présenté par MM. Vodar et Schwetzoff.

ROUBINE (Élie), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Lille, 50, rue Gaultier-de-Châtillon, Lille (Nord), présenté par MM. Roig et Arnoult.

La Communication suivante a été présentée :

Recherches en cours sur les semi-conducteurs au Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure ;

par M. P. AIGRAIN.

I. Le groupe des semi-conducteurs à l'École Normale Supérieure a repris de près, sur le plan théorique, l'influence des atomes d'impuretés sur la conductibilité.

1. La formule classique de Conwell Weisskopf doit être modifiée. En effet, le mode de calcul habituel néglige l'action des centres d'impuretés éloignés. Or, on peut montrer que, pour un semi-conducteur comportant normalement des impuretés des deux signes, la densité des porteurs de charge est trop faible pour qu'on soit en droit de négliger les centres éloignés. Le calcul a été refait par M. Nozières et l'auteur de façon entièrement quantique et en supposant une répartition entièrement aléatoire des atomes d'impuretés, ce qui semble proche de la réalité.

On obtient ainsi

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi e^4(2N_A + n)}{h^2 K^2 v_0 \varpi_0^2}\left[L\left(\frac{2+\beta}{\beta}\right) - \frac{2}{2+\beta}\right],$$

avec

$$\beta = \frac{2\pi e^2 n}{\varpi_0^2 K k T} \qquad \text{dans le cas non dégénéré,}$$

$$\beta = \frac{6\pi e^2 m^* n}{\varpi_0^2 K}\left(\frac{8\pi}{3h^3 n}\right)^{\frac{2}{3}} \qquad \text{dans le cas complètement dégénéré,}$$

$$\left(\varpi_0 = \frac{m^* v_0}{h}, \qquad K = \text{const. diélectrique}\right).$$

La mobilité ainsi calculée est toujours inférieure à celle calculée par la formule habituelle de Conwell Weisskopf, ce qui peut amener à réviser certains chiffres admis, en particulier sur le comportement des semi-conducteurs aux basses températures.

2. Le problème a été étudié en liaison avec une étude antérieure sur la possibilité de conduction électrique entre atomes d'impuretés. M. Jancovici et l'auteur ont traité le problème avec un appareillage mathématique assez poussé, en supposant une répartition aléatoire des atomes d'impuretés, et ont trouvé qu'il fallait parler, non d'un niveau, mais d'une *bande d'impuretés*, entraînant aux très basses températures, une conductibilité à l'intérieur de cette bande et des anomalies de chaleur spécifique.

II. 1. Sur le plan expérimental, les expériences sur l'effet de modulation de la conductibilité par le champ électrique (effet Liandrat-Shockley), déjà exposées à la Société française de Physique en avril 1953, sont poursuivies. Les expériences précédentes portaient sur le tellure. Mme Bernard, appliquant cet effet au germanium, a construit un « amplificateur » à cristal du type « fieldistor » : un champ électrique est appliqué au voisinage d'une pointe reposant sur un cristal de germanium, entraînant une modification de conductibilité de la surface. L'amplification est en fait inutilisable, mais on peut atteindre les mobilités de surface des trous, évaluée ici à 1100 cm/s/V.

2. M. Thuillier a étudié un modèle de transistor monopointe dans lequel la même pointe joue alternativement le rôle de collecteur et d'émetteur dans les alternances négatives et positives d'une « polarisation » en haute fréquence. On peut atteindre ainsi la durée de vie des trous dans le voisinage de la pointe, de l'ordre de 0,25 μs, beaucoup plus faible que la durée de vie dans la masse du cristal, rarement inférieure à 5 μs.

3. M. Dutton, boursier Fulbright, a étudié les circonstances du formage d'une diode. Une pointe est appliquée sur une mince lame de germanium qui peut être éclairée sur l'autre face. La tension nécessaire pour faire passer un courant donné décroît d'abord très vite, puis peut être restaurée, soit par un éclairement sur la face opposée, soit en attendant 24 h. On peut interpréter l'effet comme le passage de molécules d'eau adsorbées à un état ionisé négativement, une injection de trous — par la lumière, par exemple — les ramenant à l'état neutre.

SÉANCE DU 18 DÉCEMBRE 1953.

Présidence de M. PAUTHENIER.

M. le PRÉSIDENT présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. BENOIT (Henri), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 3, rue de l'Université, Strasbourg (Bas-Rhin), présenté par MM. Sadron et Pluvinage.

BROSSEL (Jean), Docteur ès sciences, Maître de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure, 24, rue Lhomond, Paris (5e), présenté par MM. Kastler et Maréchal.

DANAN (Henri), Licencié ès sciences, Diplômé d'études supérieures, Docteur Phil (Physique) de l'Université de Vienne, Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 56, Grand'rue, Kirchhein (Bas-Rhin), présenté par MM. Foëx et Forrer.

DENISSE (Jean), Astronome-adjoint à l'Observatoire de Paris (Section de Meudon), 47, rue Marceau, Lozère (Seine-et-Oise), présenté par MM. Rocard et Kastler.

GAIGNEBET (Émile), Ingénieur I.E.T. et E.S.E., Docteur ès sciences, Chef de groupe de recherches à l'Office National d'Études et de Recherches Aéronautiques, 97, quai Pasteur, Ablon (Seine-et-Oise), présenté par MM. Gondet et Quevron.

GARRETA (Olivier), Ancien élève de l'École Normale Supérieure, Agrégé de physique, Chef de travaux à l'École Normale Supérieure, 24, rue Lhomond, Paris (5e), présenté par MM. Rocard et Aigrain.

GODEFROY (Lucien), Élève de l'École Normale Supérieure, 61 *bis*, avenue Mozart, Paris (16e), présenté par MM. Rocard et Aigrain.

GROSVALET (Jean), Ingénieur E.P.C.I., 54, avenue de la Division-Leclerc, Antony (Seine), présenté par MM. Aigrain et Dugas.

LABORATOIRE DE PHYSIQUE DE LA FACULTÉ DE PHARMACIE DE NANCY, 5, rue de la Prairie, Nancy (Meurthe-et-Moselle), présenté par MM. Donzelot et Barriol.

Mlle LAFFITTE (Élisabeth), Agrégée de physique, Attachée de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 18, rue Mably, Bordeaux (Gironde), présentée par MM. Rousset et Lochet.

MM. LASKAR (Williams), Licencié ès sciences, Diplômé d'études supérieures, Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 47, rue de Lisbonne, Paris (8e), présenté par MM. Frilley et Teillac.

MASSOULIER (André), Agrégé de physique, Assistant à la Faculté des Sciences, 68, rue des Ayres, Bordeaux (Gironde), présenté par MM. Rousset et Lochet.

MAZET (Louis), Ingénieur E.P.C.I., 19, rue Ernest-Deloison, Neuilly-sur-Seine (Seine), présenté par MM. Lucas et Maréchal.

VIÉNOT (Jean), Ingénieur de recherches, 10, rue Delavelle, Besançon (Doubs), présenté par MM. Maréchal et Françon.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Mesure de la vitesse des courants gazeux lents avec un appareil ionique à réponse linéaire. Possibilité d'obtenir le volume gazeux par intégration directe. Une application : le pneumotachographe ;

par M. L. DEMON,

Laboratoire du Centre National de la Recherche scientifique à Bellevue.

Un faisceau d'ions est obtenu à partir d'une pointe portée à un haut potentiel négatif par rapport à une fente qui le délimite. Ce faisceau, constamment guidé par un champ maintenu uniforme par des conducteurs parallèles échelonnés sur des parois isolantes, parvient à deux petites plaques réceptrices. En l'absence de courant gazeux, ces deux plaques reçoivent le même débit d'ions.

Dès qu'un courant gazeux traverse l'appareil, le faisceau est dévié et la différence de potentiel qui en résulte dans le montage entre les deux plaques est rigoureusement proportionnelle à la vitesse du courant gazeux. Après amplification, cette tension est appliquée aux plaques déflectrices d'un oscillographe qui donne ainsi la courbe du débit gazeux instantané.

Lorsque la circulation du fluide a un caractère périodique (cas de la respiration, par exemple), on peut obtenir la valeur instantanée du volume qui a traversé l'appareil par intégration, grâce à un circuit de constante de temps CR élevée par rapport à la période du phénomène étudié.

Le *pneumotachographe* est basé sur ce principe. Il permet de tracer les courbes du débit et du volume d'air inspiré et expiré en fonction du temps. Le temps de réponse très faible de l'appareil permet de

mettre en évidence des anomalies respiratoires qui n'apparaîtraient pas avec les spiromètres habituels.

D'autre part, l'effort demandé au patient est négligeable par suite de la perte de charge très faible de l'appareil.

(*) 2. — Théorème *H* de Boltzmann. Paradoxe de Lodschmidt ;

par M. L. Sartre,

Directeur du Laboratoire central des Industries électriques.

Du théorème de Boltzmann on a voulu tirer une sorte de principe cosmologique selon lequel l'énergie de l'univers se dégrade dans un sens privilégié du temps toujours le même et qui est aussi celui dans lequel s'écoule la vie. Une telle idée est séduisante et peut être vraie pour une période et un canton de l'univers mais ne peut être considérée comme ayant une valeur générale. Nous allons montrer que les arguments présentés depuis Boltzmann en sa faveur sont illusoires et qu'en l'abandonnant on ouvre la possibilité d'une hypothèse — qu'on trouvera dans la conclusion — beaucoup plus satisfaisante pour l'esprit.

1. Marcel Brillouin, dans la préface de sa traduction de Boltzmann écrivait en 1902 :

« Il m'est impossible d'admettre avec M. Boltzmann que le mouvement soit *molekülar ungeordnet* à l'aller et *molekülar geordnet* après renversment des vitesses par le seul fait que l'aller aura fait connaître la succession des chocs pour le retour. »

Depuis, la mécanique statistique et ses méthodes ont connu de considérables développements, mais les traités ont continué, pour réfuter le paradoxe de Lodschmidt du renversement des vitesses (qu'il serait plus exact de nommer paradoxe de remontée du temps), à suivre Boltzmann et Ehrenfest dans leur théorie du *molekülar Ordnung* qui choquait M. Brillouin [1].

Je me propose de faire apparaître sur un exemple simple les caractéristiques de la démonstration de Boltzmann et de l'objection de Lodschmidt. Il apparaîtra clairement sur ce cas que l'expédient du *molekülar geordnet* ne saurait être retenu et la portée de l'objection de Lodschmidt se dégagera. Il sera aisé de se convaincre que les conclusions obtenues se transfèrent intégralement au cas du théorème *H* de Boltzmann.

2. Je considère un nombre J très grand de jetons ayant une face noire et une face blanche. On peut les imaginer posés sur une table. Au temps *t*, B jetons montrent leur face blanche, N jetons leur face noire, $J = B + N$. Un tirage au sort se poursuit. Chaque fois qu'un jeton est tiré on le retourne face pour face. Chaque jeton ayant à chaque fois une probabilité $1/J$ d'être tiré, les variations produites au bout d'un petit nombre dn de coups peuvent s'écrire (*voir* Note in fine)

	Résultant de transitions BN.	Résultant de transitions NB.
dB ·······	$-\frac{B}{J}\,dn$	$+\frac{N}{J}\,dn$
dN ·······	$+\frac{B}{J}\,dn$	$-\frac{N}{J}\,dn$

(1)

$$d(B-N) = -(B-N)\frac{dn}{J}, \quad (B-N) = (B-N)_0\, e^{-\frac{n}{J}} \qquad (2)$$

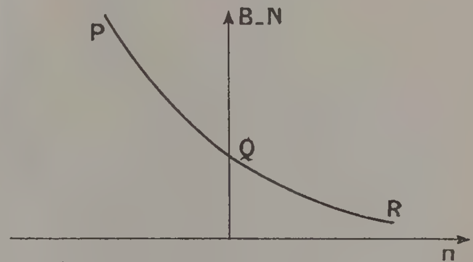


Fig. 1.

et l'on aperçoit clairement le vœu de la nature d'utiliser l'écoulement des tirages pour ramener exponentiellement à 0 la différence B — N selon la courbe PQR (*fig.* 1).

3. *Mais* supposons que nous ayons le tableau (T) représentant la succession des états du système de jetons, chaque état étant représenté par une ligne telle que

b b n n b n b ... n n b

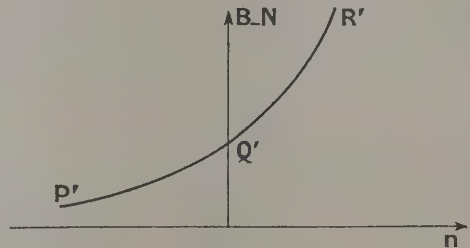


Fig. 2.

et chaque ligne différant, par suite, de la précédente et de la suivante par le changement d'un b en n ou d'un n en b, chaque colonne représentant la succession des états d'un même jeton. Nous constaterons simplement que, dans chaque colonne, la couleur change en moyenne toutes les J lignes. Le tableau (T) est, en moyenne, symétrique par rapport à toute ligne. Et rien ne nous permet de dire dans quel sens

[1] Il convient cependant de noter que, dans sa *Théorie dynamique des gaz* (traduction française de 1925), Sir James Jeans, faisant droit à l'objection de Lodschmidt, indique que tout état constaté doit être considéré comme représentant un minimum de l'entropie. Mais il ne nous semble pas que Sir James Jeans ait levé les difficultés évidentes qui naissent d'une telle affirmation, ni ait indiqué comment doit être rectifiée en conséquence l'argumentation de Boltzmann.

doit se lire ce tableau ou dans quel sens a eu lieu l'écoulement des tirages.

Nous prouvons donc tout aussi bien l'évolution

$$B - N = (B - N)_0 \, e^{+\frac{n}{J}} \qquad (2')$$

représentée par la figure 2 et nous apercevons le vœu de la nature d'utiliser l'écoulement des tirages pour accroître exponentiellement la différence B — N.

4. La contradiction est assez nettement posée pour être aisée à résoudre.

En même temps que (2′) nous avons aussi prouvé le système

$$\left.\begin{aligned} dB &= -\frac{N}{J}\,dn + \frac{B}{J}\,dn, \\ dN &= +\frac{N}{J}\,dn - \frac{B}{J}\,dn \end{aligned}\right\} \qquad (1')$$

qui se déduit de (1) en changeant dn en —dn [parce que nous avons conservé le *même sens positif pour repérer l'écoulement des tirages*, sans quoi, bien entendu, (1′) eût été identique à (1)].

Les deux systèmes (1) et (1′) sont relatifs au même morceau d'évolution du groupe des jetons autour des valeurs B, N et, puisque nous avons maintenu pour les deux systèmes un même sens d'écoulement des tirages, (1) et (1′) devraient être identiques. Mais — et c'est là que se résout le paradoxe — le point de départ et le point d'arrivée s'inversent lorsqu'on passe de (1) à (1′), ce qui, pour chaque évolution particulière, ne modifie rien, mais ce n'est pas le même ensemble d'évolutions particulières qui sont prises en considération dans les valeurs moyennes que fournissent (1) et (1′).

Plus précisément, si l'on vise un morceau d'évolution représenté par p lignes d'un tableau particulier (T) commençant à une ligne BN et aboutissant à une (p + 1)e ligne B′N′, (1) où dn = p fera la moyenne des J^p tableaux, également probables, qui ont une première ligne BN et (1′), où dn = p fera la moyenne des J^p tableaux qui ont une (n + 1)e ligne B′N′ et l'ensemble de ces J^p tableaux sera très différent de l'ensemble des premiers.

C'est pour cela que le nombre du même groupe de transitions (BN, par exemple) du tableau (T) particulier visé, est évalué B/J par (1) et N/J par (1′).

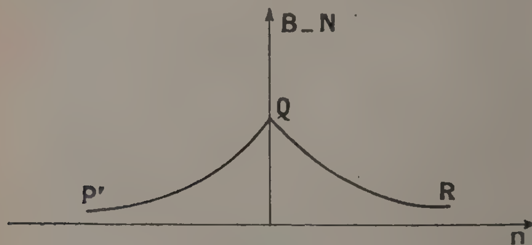


Fig. 3.

Le cas est particulièrement net si l'on prend dn = 1, B = J, N = 0. En appliquant (1), on obtient comme succédant B = J — 1, N = 1 dont l'antécédent obtenu par (1′) sera B = J — 2, N = 2.

Les deux systèmes (1) et (1′) donnent donc de part et d'autre d'un point Q supposé connu une courbe P′QR (*fig.* 3).

Autrement dit, le pari à faire connaissant le point Q d'ordonnée $(B - N)_0$ est le même que l'on essaye de

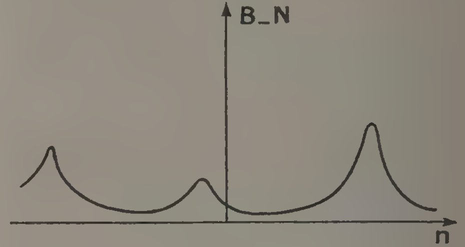


Fig. 4.

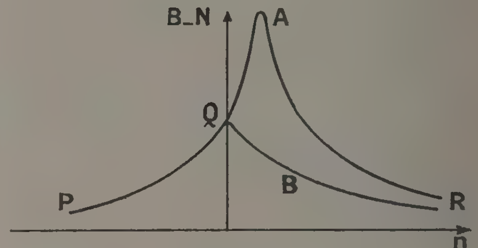


Fig. 5.

prédire l'avenir ou de présumer le passé. On doit toujours parier que la valeur (B—N) constatée est la valeur maximum que le système ait jamais connu ou doive jamais connaître.

Le point connu Q est un point anguleux de la courbe d'évolution.

Il ne saurait donc être question de faire apparaître des lois statistiques qui seraient irréversibles en opposition à la réversibilité du phénomène élémentaire.

Nous sommes en présence de fluctuations telles que celles représentées par la figure 4.

Mais

1° si nous considérons une évolution réelle particulière telle que PQAR (*fig.* 5), il est aisé de voir que nos procédés de moyenne représentés par le système (1), par exemple, font disparaître la branche particulière QAR (noyée dans les autres cas beaucoup plus probables) et donnent QBR si bien que nous n'aurons jamais à présumer de branche montante ni vers l'avenir ni vers le passé;

2° nos conclusions ne sont valables qu'avec une portée dans le temps d'autant plus courte que (B — N)/J est plus petit et seraient incertaines, par exemple, pour $B - N < \sqrt{J}$.

5. L'avantage de l'exemple simple qui précède est que la symétrie statistique évidente du tableau (T) impose de considérer comme équivalents les deux sens d'écoulement du tirage.

Dans le cas du théorème *H* de Boltzmann, pour échapper à l'objection de Lodschmidt, Boltzmann

introduit le mystérieux argument du *molekülar geordnet* contre lequel s'élevait M. Brillouin. Plus précisément :

Les transitions sont alors les chocs des molécules qui, dans l'espace des vitesses, remplacent (*fig.* 6) deux molécules M_1, M_2 par deux molécules M'_1, M'_2. G est le milieu commun de M_1M_2 et $M'_1M'_2$ et

$$M_1M_2 = M'_1M'_2 = r,$$

où r est la vitesse relative. La probabilité des transitions $M_1M_2 \rightarrow M'_1M'_2$ est

$$f_1 f_2 K\, dt\, d\Omega$$

si on l'évalue à partir de M_1M_2 et

$$f'_1 f'_2 K\, dt\, d\Omega$$

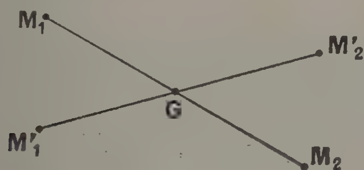


Fig. 6.

si on l'évalue à partir de $M'_1M'_2$, où f_1, f_2, f'_1, f'_2 sont les densités des molécules autour des points M_1, M_2, M'_1, M'_2 de l'espace des vitesses, $K\, dt\, d\Omega$ étant symétrique par rapport à M_1M_2 et $M'_1M'_2$.

Ces deux évaluations ne sont pas égales et le paradoxe se noue de la même façon que ci-dessus. Les résultats obtenus plus haut se transposent sans difficulté.

Si l'on sait que l'état du gaz est stationnaire, alors on peut, sans plus, égaler ces deux évaluations, ce qui donne $f_1 f_2 = f'_1 f'_2$ et, par suite, la distribution de Maxwell sans passer par l'algorithme de la fonction H.

6. Conclusion. — Les lois statistiques de la nature inerte sont, comme ses lois dynamiques, symétriques par rapport au temps. Rien dans l'évolution de la nature inerte ne permet de distinguer l'un de l'autre les deux sens d'évolution vers le passé et vers l'avenir.

Pasteur, à l'occasion de ses études sur le pouvoir rotatoire des tartrates, avait déjà fortement indiqué cette indifférence de la nature inerte dans le cas des symétries de l'espace à trois dimensions. Elle doit être étendue aux symétries de l'espace à quatre dimensions.

Pasteur ajoutait que seule la vie pouvait briser cette symétrie. Poursuivant la pensée de Pasteur, nous pouvons donc dire : seule la conscience liée à la vie peut opter pour un sens d'écoulement du temps et cela nous semble rejoindre aussi les idées exposées par M. Schrödinger dans son livre récent : *What is life.*

7. Note. — Pour un tableau (T) de p lignes commençant à une ligne telle que

$$\underbrace{bbb\ldots b}_{B}\quad \underbrace{nnn\ldots n}_{N}$$

les différentes $p^{\text{ièmes}}$ lignes des tableaux possibles correspondent aux termes de

$$(b + b + b \ldots + b + n + n \ldots + n)^p$$

et si l'on suppose p assez petit devant B et N pour pouvoir négliger le cas où un même jeton serait tiré deux fois, elles correspondront aux termes de

$$(B + N)^p,$$

les termes

$$C_p^K B^K N^{p-K}$$

donnant le nombre de tableaux pour lesquels les b ont été tirés K fois et les n, $(p - K)$ fois.

On trouve ainsi pour le dB moyen

$$J^p\, dB = -B \frac{\partial}{\partial B}(B+N)^p + N \frac{\partial}{\partial N}(B+N)^p,$$

$$dB = p \frac{N - B}{J}.$$

Réunions communes avec la Société des Radioélectriciens, la Société française des Ingénieurs et Techniciens du Vide et le Commissariat a l'Énergie Atomique.

SÉANCES DES 30 SEPTEMBRE, 1er ET 2 OCTOBRE 1953.

Trous et électrons dans les semi-conducteurs. Expériences sur les concepts de trou et d'électron libre. Théorie physique du transistor ;

par M. Shockley,

Bell Telephone Laboratories (U.S.A).

Une traduction française de ces trois conférences paraîtra prochainement dans la revue *Le Vide*, organe de la Société française des Ingénieurs et Techniciens du Vide.

Réunion commune avec la Société des Radioélectriciens.

SÉANCE DU 17 OCTOBRE 1953.

Sur quelques récents développements dans le domaine des tubes électroniques spéciaux pour ultra haute fréquence ;

par M. R. R. Warnecke,

Directeur du Département « Électronique » du Centre de Recherches de la Compagnie générale de T.S.F.

Dans la première partie de son exposé, le confé-

rencier a passé en revue certains des résultats récemment obtenus à propos des types connus d'oscillateurs ou d'amplificateurs :

structure d'un klystron reflex accordable, spécialement bien adaptée à la réalisation de générateurs pour ondes millimétriques;
klystron multicavité de très grande puissance et à large bande passante pour régime permanent, convenant pour la diffusion d'images de la télévision à haute définition;
étude de nouveaux circuits de magnétrons qui, sans en avoir les inconvénients, fournissent les avantages introduits par les cavités « strappées »;
caractéristique d'un modèle de tube à ondes progressives de petite puissance utilisé dans les câbles hertziens et d'un modèle expérimental de tube à ondes progressives ayant un facteur de bruit aussi faible que 10 db dans la bande S avec des gains de l'ordre de 15 db.

Ensuite, et avec plus de détails, dans la partie essentielle de sa conférence, l'auteur a traité du mécanisme de fonctionnement, des formes constructives et des possibilités de deux développements originaux et nouveaux : l'amplificateur à ondes progressives type magnétron et l'oscillateur « Carcinotron ».
Concernant le premier de ces développements, après avoir fourni quelques indications sur les phénomènes physiques déterminants et rappelé les résultats des théories fondamentales, l'auteur a donné quelques résultats expérimentaux typiques : aux environs de 1500 MHz en régime permanent, on a obtenu des rendements de l'ordre de 45 pour 100 avec des bandes passantes à 3 db de 20 pour 100, un gain de l'ordre de 15 db et des puissances de sortie de 4 à 500 W. La théorie et des expériences préliminaires indiquent que, en régime d'impulsions brèves (microseconde), des puissances de crête de l'ordre du mégawatt sont possibles avec des gains de l'ordre de 10 db et des rendements de l'ordre de 40 pour 100.
Traitant du carcinotron, l'auteur explique le mécanisme de fonctionnement qui est caractérisé par l'interaction entre le flux électronique et une onde électromagnétique « inverse » dont la vitesse de phase est de signe opposé à celui de la vitesse de groupe, ce qui fait que, dans la structure interne, l'énergie et les électrons se déplacent en sens inverse.
Mention est faite de deux types de carcinotron. Le premier, dit O, est caractérisé par un rendement de l'ordre de grandeur de celui des tubes à ondes progressives ordinaires; le second, dit M, est caractérisé par un rendement élevé, voisin de celui du magnétron oscillateur multicavité usuel.
Après avoir expliqué les caractéristiques essentielles communes à ces deux tubes qui sont, d'une part, une bande d'accord électronique, sans discontinuité ni coupure, considérablement plus grande que celle des oscillateurs U.H.F. antérieurement connus et, d'autre part, une très grande insensibilité de la fréquence à la charge, l'auteur a indiqué quelques résultats typiques :

pour le type O : bande d'accord électronique s'étendant par exemple de 2 000 à 4 000 MHz avec une puissance supérieure à 100 MW et une tension inférieure à 1200 V;
pour le type M : bande d'accord électronique à 3 db correspondant à un rapport des fréquences extrêmes de 1,5/1 et, dans la bande S, rendement dépassant 50 pour 100 et puissance atteignant 1 kW en régime permanent.

SECTION D'OPTIQUE.

SÉANCE DU 6 NOVEMBRE 1953.

(*) 1. — Quelques problèmes posés par l'utilisation des interférences dans la mesure précise des calibres à bouts plans. Étude des franges du coin d'air;

par M. J. Terrien,
Bureau International des Poids et Mesures.

Les calibres en acier introduits par Johansson sont des blocs parallélépipédiques dont deux faces opposées sont polies, planes et parallèles. Leur longueur est, par définition, la distance entre les régions centrales des deux faces. Pour la mesurer, on fait adhérer la face inférieure sur un plan d'acier (*fig.* 1) et l'on

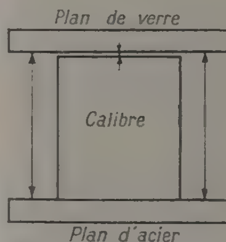


Fig. 1.

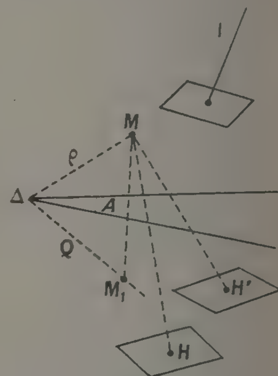


Fig. 2.

produit deux systèmes de franges d'égale épaisseur, l'un entre le plan d'acier et un plan de verre, l'autre entre la face supérieure et ce même plan de verre. De la différence entre les épaisseurs des deux lames d'air ainsi mesurées, on déduit la longueur du calibre [1].
Les franges ainsi produites sont celles du coin d'air. Calculons la différence de marche δ en un point M pour une onde plane incidente dont la normale a une direction I quelconque (*fig.* 2). Soit ρ la distance de M à l'arête Δ des deux miroirs, A l'angle dièdre de ces miroirs, H et H′ les projections de M

sur deux plans d'ondes réfléchis de même phase. On trouve $\delta = 2\rho \sin \hat{A} \sin \widehat{IQ}$; Q est le plan passant par Δ et par le point M_1, symétrique de M par rapport au bissecteur du dièdre des miroirs.

Lorsque I est normal à Q, δ est stationnaire pour une variation de la direction I et les franges sont localisées dans le plan ΔM.

Dans la mesure des calibres au B.I.P.M., on pointe en M sur le plan de verre P_1 les minima de franges non localisées (*fig.* 3). La source monochromatique S est dans le plan focal F de l'objectif O. Soit ON normal au plan d'acier P_2, soit i l'angle $\widehat{SON}$ et M' la projection de M sur P_2. $\delta = 2\,\overline{MM'} \cos i$, que OS soit dans le plan de figure ou non. Pratiquement, $A \simeq 3 \cdot 10^{-5}$ rd, et i peut atteindre $3 \cdot 10^{-3}$ rd. La source ne peut être

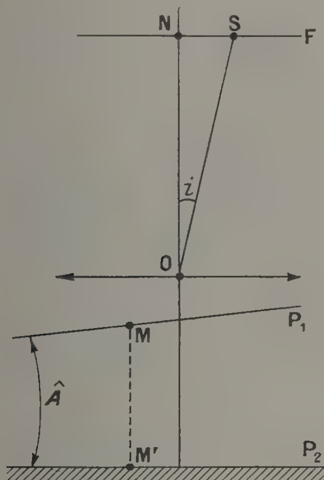


Fig. 3.

ponctuelle, δ varie donc avec le point considéré sur la source. Pour calculer l'influence de l'étendue de la source sur la position et le contraste des franges, nous avons trouvé commode de décomposer l'aire de la source en zones annulaires élémentaires équiphases centrées sur N et de faire la sommation des éclairements sinusoïdaux des franges par une méthode graphique analogue à la représentation de Fresnel.

Lorsqu'on mesure un grand calibre, de 100 mm par exemple, l'aspect des franges sur le calibre et sur le plan d'acier est différent; les premières sont plus noires, plus fines et parfois dissymétriques; les secondes sont symétriques et peu contrastées. On l'explique par l'action des réflexions multiples entre le calibre et le plan de verre couvert d'une couche semi-réfléchissante; sur le plan d'acier, les rayons plusieurs fois réfléchis ne peuvent interférer, la différence de marche étant excessive : l'aspect est celui des franges à deux ondes. Cette différence est une cause d'erreur car, pour une même différence de marche, les minima des franges par réflexion à deux ondes et à ondes multiples sont décalés. Pour déterminer ce décalage, résumons d'abord la théorie des interférences par réflexion à ondes multiples entre miroirs quasi-parallèles.

L'amplitude de l'onde incidente étant 1, les ampli-

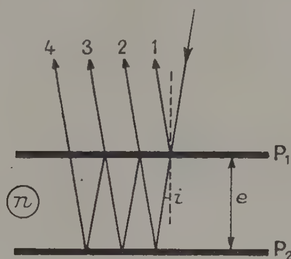


Fig. 4.

tudes et les phases des vibrations réfléchies successives sont (*fig.* 4) :

Rayons.	Amplitudes.	Phases.
1....	r_0	$\varphi_0 = \alpha_0 + \alpha_1 - 2\tau_1$
2....	$t_1^2 r_2 = t'$	$\varphi = 2\pi \dfrac{2ne \cos i}{\lambda} + \alpha_1 + \alpha_2$
3....	$t_1^2 r_2 \times r_1 r_2 = t' r$	2φ
4....	$t_1^2 r_2 \times r_1^2 r_2^2 = t' r^2$	3φ
.....		

α_i désigne une perte de phase par réflexion, τ_i par transmission, t_i le rapport des amplitudes à la transmission, r_i à la réflexion. Pour simplifier l'écriture, on a défini t', r, φ_0 et φ, qui seuls interviendront désormais.

Ces vibrations sont représentées vectoriellement, sur le diagramme de Fresnel de la figure 5, par le trait fort OQ...P; la vibration résultante est représentée, en amplitude et en phase, par OP. Lorsque φ varie, le lieu de P est un cercle [2], de centre Ω, de rayon $t'/(1 - r^2)$; $OQ = r_0$ et $Q\Omega = t'r/(1 - r^2)$. On

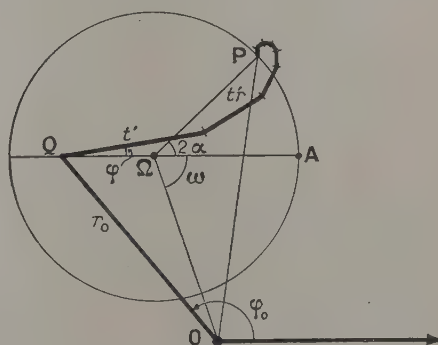


Fig. 5.

peut montrer ainsi que l'angle $\widehat{A\Omega P} = 2\alpha$ est relié à φ par

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1 + r}{1 - r} \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}.$$

On sait mesurer les facteurs de transmission et de

réflexion mais il faut aussi, pour contruire la figure 5, connaître φ_0 ou encore ω. On peut montrer que ω est relié au degré de dissymétrie des franges; si la distance d'une frange noire au milieu des franges lumineuses qui l'encadrent est, en interfranges, $\varepsilon/2\pi$, on trouve que

$$\sin\omega = \frac{1 - r^2}{2r} \operatorname{tg}\frac{\varepsilon}{2};$$

d'où une méthode pour déterminer ω, donc φ_0.

Les éléments de construction de la figure 5 étant connus, calculons l'erreur. En ondes multiples, une frange noire est obtenue pour $\varphi = \varphi_1$ tel que P soit en P_1 sur $O\Omega$ (*fig.* 6). Si seules les deux premières vibrations interfèrent, une frange noire est obtenue lorsque la vibration 2 a la phase $\pi - \varphi_0 = \varphi_2$. L'erreur sur la longueur d'un calibre, dans ces hypothèses, est donc

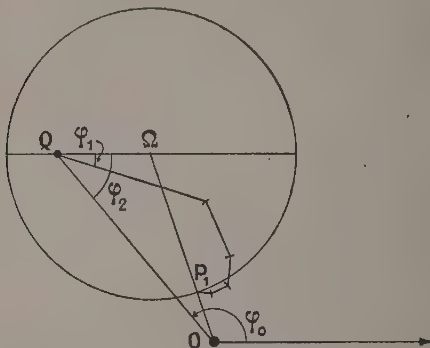


Fig. 6.

$$e = \frac{\lambda}{2}\,\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2\pi}.$$

Pour une lame de verre semi-aluminiée, on a trouvé

$$\varphi_2 - \varphi_1 \simeq \frac{\pi}{10}, \qquad \text{d'où} \qquad e = 0{,}01\,\mu.$$

Pour une lame de verre avec couche de diélectrique,

$$\varphi_0 = \pi \qquad \text{et} \qquad e = 0.$$

[1] Pérard A. — Applications pratiques des interférences lumineuses à l'étude des calibres industriels et autres longueurs à bouts. *Travaux et Mémoires du B.I.P.M.*, 1929, t. **18**.

[2] On trouvera une démonstration dans un article de Dufour, *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 327.

2. — Interférences à grande différence de marches en lumière complexe ;

par M. J. J. Hunzinger.

La relation entre le contraste des franges à deux ondes ou à ondes multiples, la complexité de la raie spectrale employée et l'épaisseur de l'étalon interférentiel peut être établie pour un cas intéressant : celui où le profil de la raie spectrale est une courbe de Gauss. En effet, dans le cas des franges par transmission, on calcule l'amplitude de la vibration lumineuse sous la forme d'une somme double de vibrations élémentaires, la première somme étant prise par rapport à toutes les fréquences que contient la raie, la deuxième somme introduisant l'ensemble de deux ou d'une infinité de réflexions. A partir de l'amplitude de la vibration résultante, on trouve le contraste des franges. On est amené à des conclusions, pas très évidentes *a priori*, confirmées cependant par l'expérience, à savoir que :

1. Le contraste des franges à ondes multiples à grande différence de marches est meilleur que celui que donneraient seulement les deux premières ondes. Il n'y a pas de lumière parasite introduite par les ondes multiples.

2. Lorsque le produit des facteurs de réflexion des deux miroirs est supérieur à 0,25, le contraste des franges à ondes multiples à grande différence de marches est meilleur que celui que donnent deux ondes d'intensités égales interférant à la même différence de marches (interféromètre de Michelson).

3. Ces résultats sont généraux, indépendants de la largeur de la raie spectrale, de la différence de marches et des facteurs de réflexion des miroirs, à condition néanmoins que l'on ne dépasse pas le cadre des hypothèses qui sont à la base de cette étude et qui sont formulées explicitement dans un article qui sera publié dans la *Revue d'Optique*.

3. — Interférences à réflexions multiples en lumière monochromatique ;

par M. J. J. Hunzinger.

En général, le contraste et la position exacte qu'occupent dans le champ les franges à ondes multiples produites par réflexion sont des fonctions assez compliquées de nombreux paramètres. Quelques cas particuliers sont étudiés : le cas d'un contraste nul, celui d'un contraste unitaire et le cas où la position des franges est stationnaire par rapport au facteur de réflexion du deuxième miroir. On sait que l'extrémité du vecteur de Fresnel qui représente la vibration due aux interférences d'ondes multiples décrit un cercle lorsqu'on fait varier la différence de marches. Le contraste des franges est unitaire quand le cercle passe par l'origine du plan complexe. Cette condition s'exprime par une formule qui fait intervenir les facteurs de réflexion des miroirs et la phase de la première onde; c'est aussi la condition qui rend stationnaire la position des franges dans le champ observé. Le détail de ce travail sera publié dans la *Revue d'Optique*.

4. — Présentation d'un interféromètre par polarisation en lumière réfléchie ;

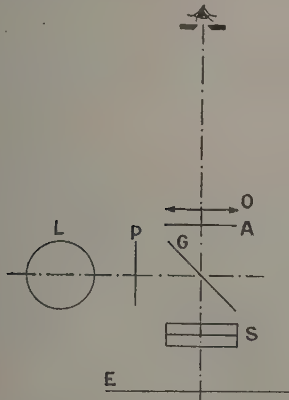
par M. G. Pieuchard,

Société A. Jobin et G. Yvon.

Le principe de cet interféromètre, qui est dérivé de l'interféromètre de Jamin, fut étudié récemment

par M. Françon (*Rev. Opt.*, 1953, **32**, 349). Il convient particulièrement à l'étude des surfaces polies et des défauts d'homogénéité des lames transparentes.

Le fonctionnement de cet instrument est schématisé sur la figure ci-dessous.



L est une source de lumière blanche (ampoule en verre opale), S (polariscope de Savart) est constitué par deux lames de quartz d'épaisseur rigoureusement identiques, taillées à 45° de l'axe et croisées, P et A sont deux lames de polaroïd croisées et orientées de telle sorte que leurs sections principales soient à 45° des axes du polariscope S, G est une glace semi-réfléchissante, O est un objectif achromatique. Un œilleton fixant la position de l'œil de l'observateur se trouve placé au foyer image de O. L'objet E à examiner est au foyer objet de O.

Principe. — La traversée du polariscope dédouble chaque rayon incident en deux rayons polarisés à angle droit. Les défauts de phase de l'objet à examiner déforment les deux ondes correspondantes. Le dédoublement étant inférieur au pouvoir séparateur de l'objectif, l'interférence de ces deux ondes permet à l'observateur d'apprécier les variations de la phase sur l'objet.

La double traversée du polariscope étale les franges à l'infini de celui-ci (hyperboles à centre noir), ce qui permet d'éviter la collimation. Il est possible, en faisant varier l'angle du faisceau sur l'échantillon à étudier, de choisir le contraste coloré convenant à l'étude des défauts intéressants.

SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE.

SÉANCE DU 30 OCTOBRE 1953.

1. — Quelques études sur la fission de l'uranium à l'aide d'une chambre de Wilson autocommandée ;

par MM. H. de Laboulaye,
C. Tzara et J. Olkowsky,

Service de Physique nucléaire
du Commissariat à l'Énergie atomique.

Les auteurs ont appliqué la méthode de la chambre de Wilson à autocommande interne à l'étude de la fission de l'uranium par neutrons de pile.

Cette méthode leur a permis :

1° d'établir une distribution des parcours des fragments de fission dans l'argon, portant sur un grand nombre d'événements;

2° de rechercher la probabilité de production de tripartitions à troisième fragment de court parcours. Les auteurs aboutissent à la conclusion que, par rapport à la fission ordinaire, cette probabilité est inférieure à $(1 \pm 3)/1000$, ce qui permet de douter de l'existence du phénomène.

Un article détaillé doit paraître prochainement au *Journal de Physique.*

2. — Nouvelle installation du Pic du Midi pour l'étude des rayons cosmiques. Mesures sur les mésons lourds chargés du rayonnement cosmique (mesures de masse, modes de désintégrations possibles) ;

par MM. B. Gregory, A. Lagarrigue,
L. Leprince-Ringuet,
F. Muller et C. Peyrou,

Laboratoire de l'École Polytechnique, Paris.

Une installation comportant deux chambres de Wilson superposées de 200 l chacune a été mise en service à l'Observatoire du Pic du Midi de Bigorre à Pâques 1953.

La chambre supérieure ne contient pas d'écran, mais baigne dans un champ magnétique uniforme de 2 600 gauss, ce qui permet d'effectuer des mesures de moment jusqu'à une limite de l'ordre de 10 GeV (10^{10} électronvolts).

La chambre inférieure contient un grand nombre d'écrans (15 écrans de cuivre de 1 cm d'épaisseur) et n'a pas de champ magnétique.

Cette installation est déclenchée par des ensembles de compteurs d'électrons sélectionnant les interactions nucléaires de grande énergie (plusieurs GeV). Elle permet d'obtenir, par jour, 80 phénomènes de cette sorte, parmi lesquels on observe en moyenne trois événements du type V; un événement du type S est observé chaque semaine.

On peut ainsi mesurer l'énergie d'une particule de plusieurs GeV dans la chambre supérieure et en suivre les effets secondaires dans les écrans de la chambre inférieure. Ce dispositif permet, non seulement d'étudier les phénomènes secondaires des particules de grande énergie, mais aussi d'avoir un bon nombre d'informations sur les mésons lourds du rayonnement cosmique dont on peut déterminer le signe, la masse et le mode de désintégration [1 à 3].

[1] Rapports du Congrès international de Bagnères-de-Bigorre, juillet 1953.
[2] Fretter, Gregory, Johnston, Lagarrigue, Meyer, Muller et Peyrou, *Phys. Rev.* (sous presse).
[3] Gregory, Lagarrigue, Leprince-Ringuet, Muller et Peyrou, *Nuovo Cimento* (à paraître).

SECTION SUD-OUEST.
(Bordeaux.)

SÉANCE DU 29 OCTOBRE 1953.

Ont été élus pour l'année 1953-1954 :

Secrétaire, M. Rousset, Professeur;
Secrétaire adjoint, M. Lochet, Chef de Travaux.

La Communication suivante a été présentée :

(*) Étude polarimétrique et électrique des solutions d'acide tartrique et d'acide borique dans l'eau;

par M. A. Charru.

De nombreux auteurs ont étudié les anomalies du pouvoir rotatoire des solutions d'acide tartrique additionnées de corps « inactifs ». Citons, en particulier, les importants travaux de de Mallemann, Darmois, Descamps et Lucas [1].

J'ai repris au laboratoire de M. Servant l'étude des solutions d'acide tartrique additionnées d'acide borique, au double point de vue des conductibilités et du pouvoir rotatoire.

I. Dispositif expérimental. — 1. *Mesures électriques.* — J'ai mesuré les conductibilités à l'aide d'une cellule Philips (G. M. 4221) incluse sur l'une des branches d'un pont de mesure de conductibilité Philips (G. M. 4229) alimenté par un générateur B. F. 1000 Hz. On passe de la résistance R mesurée à la conductibilité λ par la formule $\lambda = 1/kR$ (k, constante de la cellule égale à 1,40 cm).

Ces mesures nécessitant une température constante, j'ai utilisé un thermostat Prolabo (*fig.* 1).

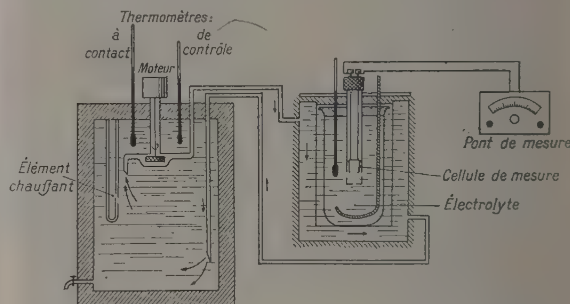


Fig. 1.

2. *Mesures optiques.* — Mes mesures polarimétriques ont été effectuées avec deux appareils :

a. Un polarimètre Jobin et Yvon, de précision, avec prismes à champs normaux et de Lippich. Cet appareil est muni d'un monochromateur Bruhat.

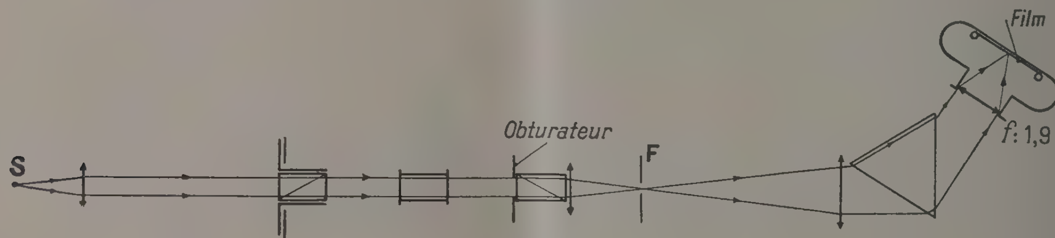


Fig. 2.

J'utilisais une lampe à vapeur de mercure me permettant de faire des pointés pour les longueurs d'onde suivantes : 5 770-90, 5 461, 4 916, 4 358, 4 046 Å et, d'autre part, une lampe à arc concentré L.C.T. (électrodes de tungstène couvertes d'oxyde de zirconium, dans l'argon) donnant un spectre continu dans lequel je prélevais une bande dans le rouge vers 6 100 Å grâce au monochromateur (la largeur de la bande est sans inconvénient, car les solutions étudiées sont peu dispersives dans le rouge).

b. Un spectropolarimètre photographique (*fig.* 2) du type préconisé par R. Servant [2], à objectif de chambre très ouvert (f : 1,9) et à film permettant, par déroulement, la prise d'un grand nombre de spectres. Cet appareil utilise des films de 35 mm (panchromatiques Super XX). On fait tourner le polariseur (ici mobile, alors que l'analyseur est fixe) de 10′ en 10′, en prenant chaque fois une photographie du spectre. Les différentes raies du spectre sont successivement éteintes quand on tourne le

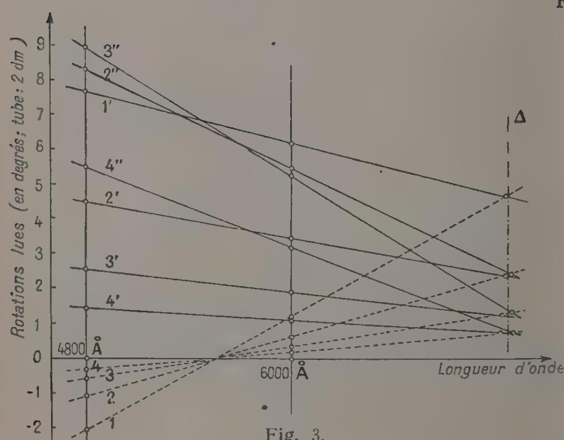


Fig. 3.

Concentration des solutions (en g/l).

Courbes	1′	2′	2″	3′	3″	4′	4″
Acide tartrique	300	150	150	75	75	40	40
Acide borique	0	0	5	0	20	0	30

1, 2, 3, 4 : Courbes théoriques correspondantes.

polariseur. L'ensemble des spectres permet immédiatement de reconstituer la courbe de dispersion. On peut étudier ainsi les raies du spectre visible de l'arc au mercure et les deux premières raies du proche ultraviolet : 3 908 et 3 665 Å.

II. Résultats expérimentaux. — J'ai étudié un grand nombre de solutions tartriques et boriques, en faisant varier systématiquement les concentrations.

Je signalerai ici les résultats principaux :

1° *Existence probable de trois corps actifs en solution.* — L'application du diagramme de Rabinovitch [3] m'a conduit à la figure 3.

Les points de recoupement des diverses droites homologues sont bien alignés sensiblement suivant une verticale.

2° *Similitude des variations de la conductibilité et du pouvoir rotatoire.* — La figure 4 est établie de la façon suivante :

On considère une solution I d'acide tartrique de

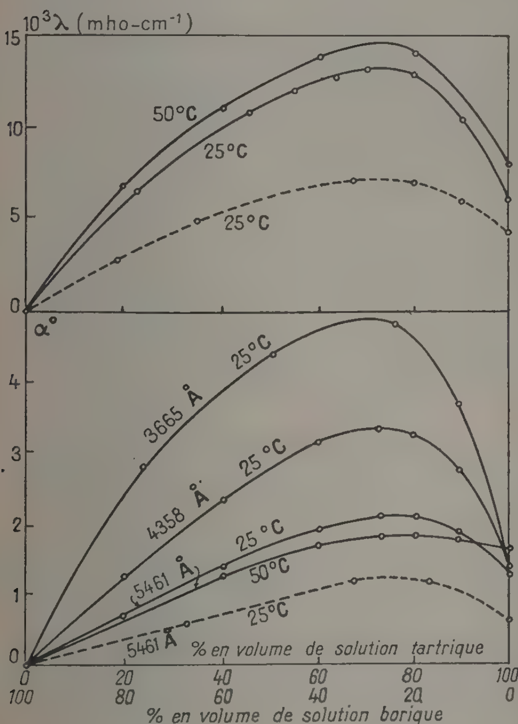


Fig. 4.

⊖ Acide tartrique 40 g/l, acide borique 40 g/l; ------ Acide tartrique 20 g/l, acide borique 32 g/l pour la courbe du haut et 30 g/l pour la courbe du bas.

concentration c_1 g/cm³ et une solution II d'acide borique de concentration c_2 g/cm³. On réalise des solutions contenant *en volume* x pour 100 de I et $(100 - x)$ pour 100 de II. On trace les courbes représentant les variations de λ (conductibilité électrique) et de α (rotation du plan de polarisation pour un tube de 20 cm) en fonction de x.

On voit que ces courbes de variations de λ et de α présentent une grande analogie. Il est curieux de constater que leur maximum correspond très sensiblement à la même proportion en volume (2,7) des solutions I et II.

[1] de Mallemann R. — *J. Physique Rad.*, 1923, **4**, 18.
Darmois E. — *Ann. Phys.*, 1928, **10**, 70.
Lucas R. — *Ann. Phys.*, 1928, **9**, 400.
Descamps R. — *Thèse*, Bruxelles, 1928.
[2] Servant R. — *Revue d'Optique*, 1949, **28**, 558.
[3] Rabinovitch J. — *Ann. Phys.*, 1940, **13**, 215.

SÉANCE DU 19 NOVEMBRE 1953.

(*) 1. — Réalisation d'un analyseur elliptique pour ondes hertziennes (bande des 1000 MHz);

par M. J. Breton.

Dans une précédente Communication [1], j'avais exposé les principales propriétés des hélices, à l'émission et à la réception. J'avais montré en particulier

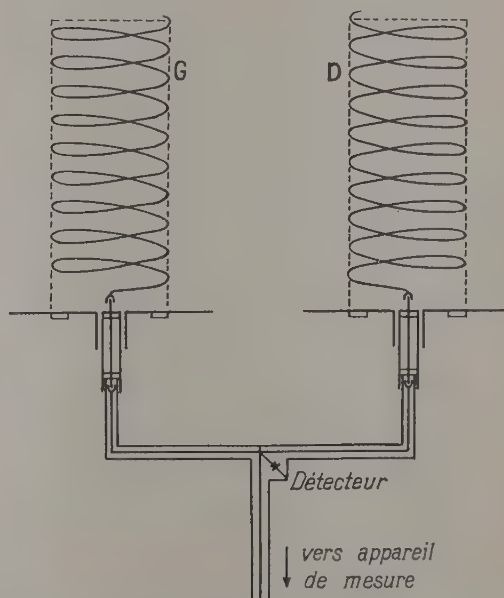


Fig. 1. — Schéma de l'analyseur.

que si l'on émet avec une hélice de sens déterminé, une hélice de même sens peut recevoir cette émission, tandis qu'une hélice de sens contraire ne restitue rien.

Continuant de reprendre, au laboratoire de M. Servant, les expériences de Kraus sur les hélices [2], mais à des fréquences plus élevées (1000 MHz), j'ai été amené à réaliser un analyseur elliptique.

I. Description de l'analyseur elliptique. — Il est constitué par deux antennes hélicoïdales gauche et droite, G et D, reliées par un câble coaxial de 75 Ω. Un cristal 1N21 sert de détecteur, après mélange des deux courants haute fréquence provenant des deux hélices. Un second coaxial relie le détecteur à un microampèremètre. Chacune des deux hélices est mobile autour de son axe et des index permettent de repérer leurs rotations respectives.

II. Analyse d'un rectiligne. — A. *Il est émis par un doublet rectiligne.* — On branche successivement G puis D à l'appareil de mesure et l'on trouve,

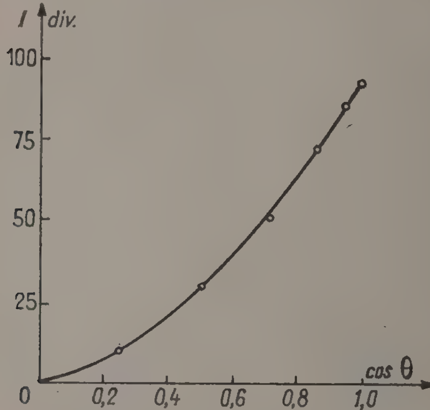


Fig. 2. — Caractéristique de l'analyseur.

par exemple $I_G = 47$ div. et $I_D = 49$ div., ceci quelle que soit l'orientation de chaque hélice.

Si l'on branche ensemble G et D en maintenant fixe G par exemple, on peut trouver par rotation de D un maximum et un minimum très voisin de zéro, séparés par une rotation de 180°. L'analyseur se conduit, vis-à-vis de l'onde reçue, comme un doublet rectiligne.

On trouve toujours le même résultat, quelle que soit la position initiale de G.

Le doublet émetteur étant par exemple vertical et les hélices étant réglées pour l'extinction, si l'on tourne le doublet d'un angle θ autour de son axe, on retrouvera l'extinction en faisant tourner l'une des deux hélices d'un angle 2 θ, l'autre hélice restant fixe.

L'angle 2 θ est constant, quelle que soit la position initiale de l'hélice fixe.

B. *Caractéristique de l'analyseur* (G + D). — En émettant avec un doublet rectiligne et en faisant tourner D par exemple, G restant fixe, on peut trouver la caractéristique de l'analyseur (*fig.* 2). On a porté I_{G+D} en ordonnées et cos θ en abscisses (rotations de l'hélice : 2 θ). Cette caractéristique est indépendante de la position initiale de l'hélice fixe.

C. *Rectiligne émis par deux hélices inverses.* — Deux hélices inverses se comportant comme un doublet rectiligne, on utilise maintenant cette propriété à l'émission. Les deux hélices inverses sont alimentées au moyen de deux câbles coaxiaux par le même émetteur. On bénéficie alors de la directivité élevée des hélices et l'on doit éloigner l'émetteur afin de pouvoir travailler toujours sur la même portion de caractéristique. La caractéristique obtenue est la même que celle correspondant au doublet rectiligne émetteur.

III. Analyse d'un circulaire. — On émet maintenant avec une hélice gauche par exemple. On constate à la réception :

avec G seule : $I_G = 92$ div., indépendant de l'orientation de G;

avec D seule : $I_D = 1$ div., indépendant de l'orientation de D;

avec G + D : $I_{G+D} = 89$ div., indépendant des orientations respectives des hélices.

Avec une hélice émettrice droite, on obtient à la réception :

avec G : $I_G = 0$,
avec D : $I_D = 95$ div.,
avec G + D : $I_{G+D} = 92$ div.,

valeurs indépendantes des orientations des hélices.

IV. Analyse d'une onde elliptique. — Celle-ci est obtenue à l'aide d'une antenne constituée par deux doublets λ/2, placés à angle droit, et situés à une distance *d* variable l'un de l'autre.

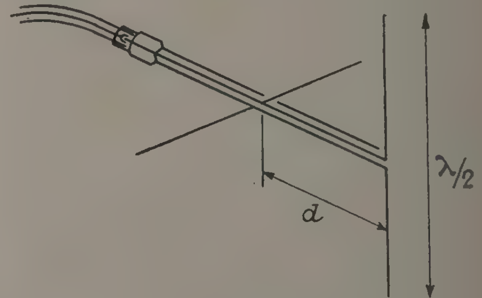


Fig. 3. — Doublets croisés.

1. *Détermination indirecte du rapport des axes par la mesure des composantes circulaires.* — On mesure séparément, avec G puis avec D, les circulaires Gauche et Droit en lesquels se décompose l'ellipse incidente. Voici quelques résultats, pour des antennes composées, correspondant à *d* = 3, 4, 5 et 6 cm. Les deux premières lignes indiquent les valeurs du courant lues, les deux lignes suivantes les valeurs des amplitudes déduites de la caractéristique.

Antennes.......	1. d=3cm.	2. d=4cm.	3. d=5,1cm.	4. d=6cm.
I_G..............	50	60	70	85
I_D..............	22	13	10	2
A_G..............	69	78	84,5	95
A_D..............	40	28,5	24	10
$\operatorname{tg}\Psi = \dfrac{A_G - A_D}{A_G + A_D}$..	0,27	0,47	0,57	0,80

Remarque. — 100 divisions du microampèremètre valent 500 μA

2. *Mesure directe des axes avec l'analyseur elliptique.* — On utilise cette fois G + D. L'hélice G reste fixe en position α. Par rotation de l'hélice D, on trouve successivement un maximum et un minimum de courant, correspondant au grand axe et au petit axe de l'ellipse. On retrouve ces maximum et minimum constants quel que soit α.

Les valeurs trouvées sont :

Antennes	1. d=3cm.	2. d=4cm.	3. d=5,1cm.	4. d=6cm.
I_{max}	92	84	93	84
i_{min}	13	26	40	57
A	100	99	103	94,5
B	28	47	59,5	75
$\text{tg}\,\Psi = \frac{B}{A}$	0,28	0,47	0,58	0,80

On voit que l'accord entre les valeurs de tg Ψ trouvées par les deux méthodes est tout à fait satisfaisant.

3. *Détermination de l'inclinaison du grand axe.* — G + D étant réglées à l'extinction pour un rectiligne vertical, il faut tourner l'une quelconque des deux hélices de 90° pour retrouver un maximum, les doublets composés ayant leurs brins respectivement horizontaux et verticaux. Les doublets composés émettaient donc des ellipses de grand axe situé à 45° de la direction des brins.

Conditions expérimentales. — Quand on utilise des hélices à l'émission, les expériences peuvent être faites au laboratoire, étant donné la directivité de ces antennes.

Quand il s'est agi d'étudier l'émission de doublets simples ou croisés, nous avons opéré à l'air libre, dans un champ bien découvert, mis obligeamment à notre disposition par M. Poumey, à Mérignac (Gironde).

Je tiens à remercier aussi MM. Loudette et Charru d'avoir bien voulu m'aider au contrôle et à la mise en place du matériel sur le terrain.

[1] Breton J. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 56 S.
[2] Kraus J. D. — Antennas. Mac Graw Hill Books, New-York, 1950, p. 479.

(*) 2. — Loi d'action de masse et formation de complexes imparfaits ;

par M. A. Massoulier,

Laboratoire de Physique générale,
Faculté des Sciences de Bordeaux.

I. Introduction. — Certains mélanges de sels en solution donnent naissance à des complexes. Les uns sont stables; les autres, appelés complexes imparfaits, sont instables : en solution ils n'existent qu'en présence de leurs constituants avec lesquels ils sont en équilibre.

Le complexe iodocadmique auquel on attribue la formule CdI_4^{--} est de ce type. On l'obtient en mélangeant, par exemple, une solution de sulfate de cadmium et une solution d'iodure de potassium



$$SO_4Cd + 4\,IK \rightarrow SO_4K_2 + CdI_4K_2. \qquad (1)$$

En admettant que le complexe est complètement dissocié aux concentrations où l'on opère, la réaction ci-dessus s'écrit plus simplement



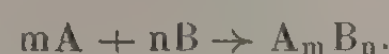
$$Cd^{++} + 4\,I^- \rightarrow CdI_4^{--}. \qquad (2)$$

Dans le cas présent, la formation du complexe est mise en évidence par l'apparition d'une forte absorption dans l'ultraviolet.

Pour étudier la formation de tels complexes, il est généralement nécessaire d'avoir recours à une méthode physique : absorption, cryoscopie, ébullioscopie, etc. Pour des raisons diverses, ces méthodes ne permettent pas d'atteindre exactement la quantité de complexe formé; elles donnent un nombre qui varie dans le même sens, tout au plus un nombre proportionnel. Prenons, par exemple, l'étude par absorption de la lumière, utilisable si le complexe présente une bande d'absorption dans le visible ou dans l'ultraviolet : la détermination du coefficient d'absorption d'une solution ne permet pas de calculer la quantité de complexe formée, puisque ne pouvant préparer une quantité connue de complexe, il n'est pas possible de déterminer son absorption moléculaire.

Dans l'emploi de ces méthodes physiques, les auteurs supposent toujours que la loi d'action de masse est applicable à la réaction de formation du complexe. Il est, en effet, possible de trouver des conséquences de cette loi dont la comparaison avec l'expérience s'accommode des résultats incomplets fournis par l'étude physicochimique [1].

Soient, en effet, A et B les molécules ou ions simples qui se combinent à la réaction



$$mA + nB \rightarrow A_mB_n.$$

Initialement, on met en présence, dans l'unité de volume, a molécules A et b molécules B : l'équilibre est obtenu lorsqu'il s'est formé x molécules de composé et la loi d'action de masse, supposée applicable, s'écrit

$$(a - mx)^m (b - nx)^n = Kx.$$

M. Job fait d'abord varier a et b de façon que la somme a + b soit constante, ce qu'on obtient en mélangeant un volume y d'une solution de concentration moléculaire Γ du corps A, au volume $1 - y$ d'une solution de même concentration du corps B. Il y a alors dans l'unité de volume : molécules A, $a = \Gamma y$; molécules B, $b = \Gamma(1 - y)$.

La loi d'action de masse conduit à

$$(y - m\xi)^m (1 - y - n\xi)^n = K'\xi$$

en posant

$$\frac{x}{\Gamma} = \xi \qquad \text{et} \qquad \frac{K}{\Gamma^{m+n-1}} = K'.$$

On démontre alors que ξ, nul pour $y = 0$ et $y = 1$ passe par un maximum unique pour la valeur y_M de y donnée par la relation

$$\frac{y_M}{m} = \frac{1 - y_M}{n}$$

(1) *Voir* essentiellement : Job P., *Ann. Chim.*, 1928, **9**, 135. M. Job a donné dans ce travail une forme précise à l'application de la loi d'action de masse, application dont il est d'ailleurs l'initiateur avec Chauvenet et Urbain. C'est pourquoi nous parlerons toujours de la « méthode de M. Job ».

qui montre que *la composition du mélange qui correspond à ce maximum unique de* x *est obtenue, dans le cas des solutions équimoléculaires, en mélangeant les corps* A *et* B *dans les proportions où ils se combinent.*

Suivant toujours la méthode de M. Job, mélangeons maintenant des solutions de concentrations Γ et $k\Gamma$ des corps A et B respectivement. Alors

$$a = \Gamma y, \qquad b = k\Gamma(1 - y)$$

et la loi d'action de masse s'écrit

$$(y - m\xi)^m[k(1 - y) - n\xi]^n = K'\xi.$$

On démontre que ξ passe encore par un maximum unique pour la valeur y_M de y donnée par l'équation suivante :

$$\frac{(y_M - \eta_1)^{m+n}}{\eta_2 - y_M} = \frac{K'(1 - k)^{m+n-1}(m + n)m^{n-1}(n/k)^{m-1}}{k^{2n}(m + n/k)^{m+n}},$$

avec

$$\eta_1 = \frac{m}{m + n/k}, \qquad \eta_2 = \frac{m}{m + n}.$$

La détermination expérimentale de y_M donnera donc, si la loi d'action de masse est applicable, le rapport m/n dans le cas des solutions équimoléculaires, et la valeur de la constante K dans le cas des solutions non équimoléculaires.

Telle est la méthode très intéressante à laquelle M. Job a donné (travail cité) son plein développement en l'appliquant à de nombreux exemples de formation de complexes ([2]).

II. Étude des complexes par absorption. — 1[er] *cas : Seul le complexe absorbe dans une certaine région spectrale.* — *a. Méthode spectrophotométrique.* — Le coefficient d'absorption X de la solution étant lié à x par $X = l\gamma x$ (l, épaisseur traversée; γ, coefficient d'absorption moléculaire du complexe), le maximum de X correspond au maximum de x.

b. Méthode spectrographique de M. Job. — M. Job interpose la cuve à mélanges sur le faisceau issu

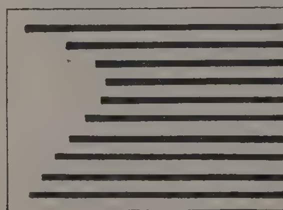


Fig. 1.

d'un arc au fer et tombant sur la fente d'un spectrographe. Il dispose les uns au-dessous des autres les spectres obtenus, à temps de pose constant, pour les différentes valeurs de y. Du côté de la région spectrale d'absorption, les spectres sont d'autant plus courts que la concentration du complexe est plus grande : le maximum de x correspond donc au spectre le plus court (*fig.* 1). Cela est facile à justifier moyennant la stabilité de l'arc et quelques autres conditions généralement réalisées.

2[e] *cas : Les constituants absorbent aussi dans la région spectrale utilisée.* — *a. Méthode spectrophotométrique.* — L'absorption totale X est une fonction linéaire des concentrations des corps en présence.

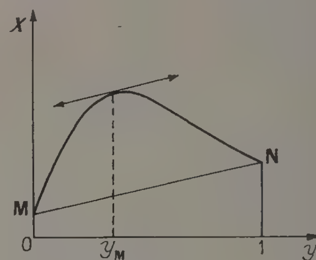


Fig. 2.

M. Job montre alors que si l'on trace la courbe X en fonction de y, variant entre 0 et 1, courbe dont les extrémités sont M et N obtenues pour $y = 0$ et $y = 1$ (*fig.* 2), le maximum de x correspond, non plus au maximum de X, mais au point de la courbe où la tangente est parallèle à MN.

b. Méthode spectrographique. — On ne peut généraliser sans précaution à la méthode spectrographique, ce qui vient d'être dit pour la méthode spectrophotométrique. M. Job a lui-même cherché les renseignements que l'on peut tirer de la variation avec y d'une grandeur P qui dépend d'une façon quelconque des constituants et du complexe. Il arrive à la conclusion que, sauf dans le cas, pratiquement non réalisé, où P est explicitement connue en fonction de la concentration, il est nécessaire, pour que l'on puisse déduire le maximum de x de la variation de P, que P soit une fonction linéaire des concentrations des constituants. Elle peut être une fonction quelconque de la concentration du complexe (croissante ou décroissante cependant); le maximum de x correspond alors au point de la courbe représentative de P où la tangente est parallèle à MN, comme dans le cas précédent.

Dans la méthode spectrographique, l'abscisse de l'extrémité du spectre n'est évidemment pas une fonction linéaire des concentrations des constituants A et B.

Certains auteurs, qui ont appliqué, après Job, la méthode spectrographique, ne se sont pas mis à l'abri de cette cause d'erreur et ont obtenu des résultats imprévus, avec plusieurs maxima et minima, dont l'interprétation est dépourvue de signification chimique ([3]).

III. Application a l'étude du complexe iodocadmique. — Nous avons rappelé dès le début dans

([2]) Pour une exploitation de la méthode par cryoscopie, *voir* : Bourion F. et Rouyer E., *Ann. de Chimie*, 1928, **10**, 182.

([3]) Crémoux J., *Thèse*, Bordeaux, 1946.

quelles conditions se forme l'ion iodocadmique. M. Job a étudié les mélanges de sulfate de cadmium et d'iodure de potassium par la méthode spectrographique; il a admis que la réaction est représentée par l'équation (2).

Les mélanges équimoléculaires ont confirmé la formule CdI_4^{--} et les mélanges non équimoléculaires ont donné pour la constante d'équilibre $K = 1{,}3.10^{-5}$, à 20 pour 100 près environ. Les expériences ont porté sur des solutions M/10 à M/100 en SO_4Cd et 4M/10 à M/100 en IK.

Nous avons repris cette étude en mesurant au spectrophotomètre Spekker de Hilger l'absorption de mélanges équimoléculaires pour des valeurs de Γ comprises entre 5/4 et 1/500.

L'examen des courbes d'absorption montre que le rapport n/m des ions I^- et Cd^{++} qui se combinent ne peut être, s'il est simple, que 4, puisque le maximum est effectivement obtenu pour $y = 0{,}2$.

Pour calculer K, nous avons profité des renseignements plus complets donnés par la méthode spectrophotométrique et évité ainsi la détermination toujours délicate de y_M, *abscisse d'un maximum.*

Nous avons tout d'abord tenté de superposer une courbe expérimentale à un faisceau de courbes théoriques d'équation

$$(y-\xi)(1-y-4\xi)^4 = K'\xi$$

construites pour différentes valeurs de K', toutes ces courbes étant préalablement amenées, par affinité d'axe Oy, à avoir même maximum. Ce procédé ne nous a pas permis d'identifier avec précision la courbe théorique en bon accord avec la courbe expérimentale ni par suite d'en déduire K'; en effet, deux courbes théoriques correspondant à des valeurs de K' aussi différentes que 1,6 et 10^3 ne se distinguent plus suffisamment, après réduction au même maximum, puisque, avec l'échelle choisie, la différence des ordonnées pour une même valeur de y n'excède pas 15 mm alors que l'incertitude sur la densité optique se traduit par un déplacement de ± 5 mm.

Nous avons donc cherché une autre méthode. Au lieu d'étudier la variation de y_M, avec Γ et k, nous nous sommes intéressé à la valeur de l'absorption maximum pour des mélanges de solutions équimoléculaires. Pour de tels mélanges, le maximum ξ_M de ξ est solution de l'équation

$$\frac{(\xi_0-\xi_M)^{m+n}}{\xi_M} = \frac{K'}{m^m n^n},$$

avec $\xi_0 = 1/(m+n)$.

Pour $m = 1$ et $n = 4$, cette formule devient, en remplaçant K' par son expression en fonction de K et Γ;

$$K = \frac{256}{\xi_j}\Gamma^4\left(\frac{1}{5}-\xi_M\right)^5,$$

ξ étant lié à X par la relation $\Gamma = X/l\gamma\Gamma$ [4].

[4] Si les constituants absorbent aussi, il faut prendre pour X, non la densité totale, mais la différence entre cette densité et celle représentée, pour la même valeur de y, par la droite MN (*fig.* 2). Dans ce cas, γ doit être remplacé par un autre coefficient μ, calculable à partir de γ et des coefficients d'absorption (connus) des constituants.

Si nous déterminons expérimentalement les maxima d'absorption X_M et X'_M relatifs à deux concentrations Γ et Γ', nous pouvons écrire les deux relations

$$K = \frac{256}{\xi_M}\Gamma^4\left(\frac{1}{5}-\xi_M\right)^5 = \frac{256}{\xi'_M}\Gamma'^4\left(\frac{1}{5}-\xi'_M\right)^5,$$

où $\xi_M = X_M/l\gamma\Gamma$ et $\xi'_M = X'_M/l'\gamma\Gamma'$.

Dans ce système, les inconnues sont γ et K que l'on peut calculer à partir des valeurs expérimentales X_M et X'_M.

En appliquant cette méthode à des couples de concentrations Γ et Γ' comprises entre 5/4 et 1/100, nous avons trouvé des valeurs de K s'échelonnant de 10^{-3} à 10^{-8}.

Ainsi, en supposant applicable la loi d'action de masse à la formation de l'ion complexe CdI_4^{--}, conformément à la réaction (2), les résultats expérimentaux se partagent en deux groupes : d'une part, la forme générale de la courbe expérimentale est bien celle prévue par la loi d'action de masse, la valeur de y_M pour les solutions équimoléculaires est bien constante et en accord avec la formule adoptée, enfin la valeur de y_M pour les solutions non équimoléculaires conduit, comme l'a montré M. Job, à des valeurs cohérentes de la constante K, au moins pour des concentrations de l'ordre de 10^{-1} à 10^{-2}; d'autre part, si l'on relie la constante K à la valeur ξ_M du maximum, ordonnée qui est définie avec plus de précision que l'abscisse y_M, on est conduit à des valeurs de K qui diffèrent entre elles de quantités très supérieures aux erreurs admissibles.

Nous ne pensons pas que l'introduction des activités des ions dans l'expression de la loi d'action de masse ferait disparaître des écarts aussi grands, écarts qui devraient d'ailleurs se retrouver sur la valeur calculée à partir de y_M.

C'est probablement la réaction adoptée (2) qui ne correspond pas à la réalité. *On remarque que y_M, pour les solutions équimoléculaires, ne dépend pas du second membre de l'équation de la réaction.* Ainsi, la réaction



$$2\,Cd^{++} + 8\,I^- \rightarrow CdI_3^- + CdI_5^{---}$$

conduirait aussi à $y_M = 0{,}2$; il en serait de même pour la réaction (1) qui fait intervenir tous les composés en présence. L'expression de K fait intervenir les valeurs de y_M relatives aux mélanges de solutions non équimoléculaires; elle dépend de la forme du second membre de la réaction et des valeurs des coefficients m et n; mais une erreur sur le second membre ne conduit pas nécessairement à des valeurs de K très divergentes; il n'en est plus de même si l'on calcule K à partir du maximum.

Signalons que, dans l'étude du complexe bromocadmique, M. Job a obtenu un meilleur groupement des valeurs de K en adoptant la réaction (1) [le brome remplaçant l'iode], de préférence à la réaction (2).

En conclusion, les mesures spectrophotométriques montrent que, si la loi d'action de masse est correcte, la réaction de formation du complexe iodocadmique n'est pas correctement formulée par l'équation (2). On peut envisager une dissociation incomplète de CdI_4K_2 ou la formation de plusieurs complexes.

D'ailleurs, d'autres auteurs ([5]), utilisant des méthodes variées, ont été amenés à interpréter leurs mesures en faisant intervenir la présence dans la solution d'autres ions ou molécules CdI_3^- ; CdI_3^- et CdI_4^{--} ; CdI_2, CdI^+ et CdI_3^- ou CdI_4^{--}.

SÉANCE DU 17 DÉCEMBRE 1953.

1. — Hétérocharges et homocharges dans les huiles isolantes sous l'influence d'une différence de potentiel continue. Interprétation de la conductibilité de ces huiles ;

par M. R. GUIZONNIER.

Le montage déjà décrit [1] a été utilisé à propos de l'étude des homocharges. Un Mémoire détaillé devant paraître dans la *Revue Générale de l'Électricité*, il ne sera donné ici qu'un bref résumé.

Les courbes de répartition de potentiel étant tracées, on en déduit, par l'équation de Poisson, le signe et la répartition des charges spatiales.

Quand les homocharges et les hétérocharges (charges de signe opposé à celui de l'électrode près de laquelle elles se trouvent) sont possibles, il se forme toujours, en premier lieu, les hétérocharges. Aussi quand on veut obtenir seulement ces dernières, il convient, pour chaque mesure, de faire passer le courant le temps juste nécessaire pour que l'électromètre se charge.

L'étude a été faite sur les huiles pour transformateurs « Transformer 40 », « Diala 902 » et l'huile de vaseline jaune du commerce.

HÉTÉROCHARGES. — L'huile « Transformer 40 », portée plusieurs heures à 60° en présence d'acide sulfurique, donne seulement, pendant toute la durée du passage du courant, des hétérocharges. Les huiles du commerce Diala 902, Transformer 40, de vaseline jaune, quand le temps de passage du courant est faible, donnent des hétérocharges.

Les particules positives occupent un plus grand volume que les négatives, surtout dans le cas d'une huile humide, et quand le champ devient suffisamment intense.

Les particules qui constituent les charges spatiales se trouvent ou se forment certainement au sein même de l'huile, car lorsque le champ croît (et cela est particulièrement net pour les charges négatives), elles se resserrent vers l'électrode de signe contraire à leur propre signe.

HÉTÉROCHARGES ET HOMOCHARGES. — Par nature, les huiles sèches, Diala 902, de vaseline jaune, peuvent donner des homocharges et des hétérocharges. L'huile Diala 902, portée à 60° en présence d'acide sulfurique, subit une légère distillation, et perd le ou les constituants qui lui permettaient de fournir des hétérocharges. L'huile commerciale « Transformer 40 » peut donner des hétérocharges (par nature) et des homocharges (par suite de l'humidité).

Quand on laisse passer le courant pendant plusieurs heures, on obtient une courbe de répartition des potentiels dépendant à la fois de la présence des homocharges et de celle des hétérocharges. Appelons V_1 et V_2 les potentiels, ρ_1 et ρ_2 les charges spatiales en un point, dus respectivement aux hétérocharges et aux homocharges, si ces sortes de charges étaient, chacune, seules à se produire. L'ensemble des courbes de répartition de potentiel obtenues

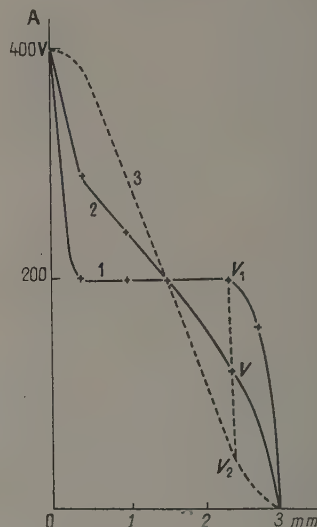


Fig. 1. — Huile de vaseline jaune sèche.

1, hétérocharges (temps de passage du courant, faible); 2, hétérocharges et homocharges (plusieurs heures); 3, courbe d'homocharges déduite de 1 et de 2.

montre que le potentiel V, mesuré en ce point, prend une valeur intermédiaire entre V_1 et V_2, certainement proche de la moyenne de ces dernières valeurs. Les courbes de la figure 1 concernent l'huile de vaseline jaune, sèche.

D'après la forme linéaire de l'équation de Poisson, nous pouvons, par suite, dire que la valeur ρ de la charge spatiale au point considéré, est une valeur proche de la valeur moyenne entre ρ_1 et ρ_2.

INTERPRÉTATION DE LA CONDUCTIBILITÉ DES HUILES ISOLANTES. — Les divers résultats expérimentaux relatifs à la conductibilité des huiles [2] et aux charges spatiales, courant initial i_0, passage de i_0 au courant i_F, maintien du courant i_F, sont expliqués par les hypothèses suivantes :

Hétérocharges. — L'huile isolante contient (aucune hypothèse n'est faite quant à leur origine) des particules des deux signes. Ces particules constituent,

([5]) McBAIN, VAN RYSSELBERGHE et SQUANCE, *J. phys. Chem.*, 1931, **35**, 1006; RILEY et GALLOFENT, *J. Chem. Soc.*, 1932, 522; BATS et VOSBURGH, *J. Amer. Chem. Soc.*, 1938, **60**, 137.

avec les molécules du milieu environnant, des agglomérats plus ou moins volumineux. Les plus volumineux parviennent au voisinage des électrodes sans se décharger instantanément et créent les charges spatiales; les particules les plus ténues, après passage à travers les couches de charges spatiales, se déchargent sans retard au contact des électrodes et sont responsables de la majeure partie du courant.

Homocharges. — Un des constituants de l'huile (l'eau peut en être un) forme des particules conductrices dans le milieu isolant réalisé par les autres constituants. Par influence électrostatique, l'électrode qui n'est pas au sol, exerçant un champ intense sur les particules les plus voisines, suivant son signe, soustrait ou donne, à ces particules, des électrons; ces particules devenant de même signe que l'électrode sont repoussées lentement au sein du liquide.

[1] Guizonnier R. — Homocharges dans les huiles isolantes sous l'influence d'une différence de potentiel continue. *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 55 S.
[2] Guizonnier R. — Étude de la conductibilité des huiles isolantes. *Revue Générale de l'Électricité*, mai 1953, p. 247.

(*) 2.— Comparaison des avantages du rétigraphe et de la chambre de Weissemberg pour l'étude de la diffraction des rayons X par les cristaux;

par MM. J. Clastre et R. Gay.

Nous avons déjà décrit le rétigraphe dans une précédente Note [1]. On sait que cet appareil peut fonctionner soit à cône constant, soit à cône variable et que l'on peut passer d'un mode de fonctionnement à l'autre de façon continue.

Comparaison géométrique. — L'incidence α des rayons X étant comprise, dans notre appareil, entre $+22°$ et $-22°$ (*fig.* 1), le montage à cône

Fig. 1.

constant permet d'explorer les plans du réseau réciproque jusqu'à une distance de $2 \times 0{,}375/\lambda$ Å^{-1}. Le reste de l'espace est étudié par le montage à cône variable.

Dans le montage à cône constant, il subsiste dans l'espace réciproque deux zones aveugles, l'une axiale qui est maximum pour $\alpha = 0°$, et l'autre périphérique, maximum pour $\alpha = +22°$ (*fig.* 2). Dans le cas le plus défavorable, la zone aveugle axiale n'est pas gênante tant que les dimensions de la maille cristalline ne dépassent pas 10 Å (avec le rayonnement Mo Kα), ou 20 Å (avec le rayonnement Cu Kα).

Fig. 2.

Pour le plan zéro, la zone aveugle externe diminue légèrement le pouvoir séparateur théorique dans le rapport $\lambda/2$ à $\lambda/1{,}85$.

Dans le montage à cône variable (équiinclinaison), il n'y a plus de zone aveugle et l'on peut théoriquement explorer tout le reste de l'espace réciproque.

Le Weissemberg, dans le montage équiinclinaison, a l'avantage de ne pas présenter de zone aveugle. Mais le rayon de la sphère d'Ewald varie d'un plan à l'autre et, par suite, l'échelle du diagramme. D'autre part, le dépouillement géométrique des taches du Weissemberg nécessite l'utilisation d'abaques pour bâtir le réseau réciproque alors que le rétigraphe donne directement, et à la même échelle, chacun des différents plans de l'espace réciproque.

Comparaison photométrique. — L'avantage considérable du rétigraphe sur le Weissemberg est que toutes les taches appartenant à un même plan réciproque ont même forme et même surface. De plus, d'un plan réciproque à l'autre, les différences de forme et de surface des taches sont pratiquement négligeables.

Il en résulte qu'il est possible de comparer directement toutes les taches de l'espace réciproque à une échelle photométrique de taches obtenue dans les mêmes conditions. C'est ainsi que l'on arrive sans difficultés à une précision de mesure d'environ 5 pour 100 des intensités.

Correction du facteur de Lorentz et polarisation. — Nous avons calculé le facteur de Lorentz-polarisation pour les deux modes de fonctionnement du rétigraphe et pour les différents plans réciproques.

Dans le montage à cône constant, c'est-à-dire pour des incidences α comprises entre $+22°$ et $0°$, les courbes du facteur de Lorentz-polarisation sont

pratiquement identiques pour les différents plans réticulaires. Il en résulte qu'une seule courbe peut servir à la correction pour les premiers plans réciproques obtenus dans le montage à cône constant.

Dans le montage à cône variable, le facteur de Lorentz-polarisation est identique à celui que l'on applique au Weissemberg équiinclinaison. Il varie assez rapidement d'un plan au suivant.

En résumé, le rétigraphe présente sur le Weissemberg une facilité de lecture et de dépouillement considérable; les taches se placent aux nœuds des plans du réseau réciproque, tous obtenus à la même échelle; les mesures photométriques des taches sont facilitées par l'identité de leur forme et de leur surface; les corrections de Lorentz-polarisation s'effectuent pratiquement à l'aide d'une seule courbe pour la partie la plus importante de l'espace réciproque. La zone aveugle ne gêne pratiquement pas l'étude du réseau.

[1] Gay R. et Clastre J. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 53 S.

SECTION DE STRASBOURG.

SÉANCE DU 11 DÉCEMBRE 1953.

(*) 1. — Étude des spectres de l'exciton dans Cu_2O ;

par MM. S. Nikitine, G. Perny et M. Sieskind.

Il résulte de la théorie de l'exciton [1 à 3] que son spectre doit présenter le caractère hydrogénoïde suivant

$$\nu_n = \nu_\infty - \frac{R'}{n^2} \qquad (n = 1, 2, 3, \ldots).$$

où ν_∞ est le nombre d'ondes de la limite de la série et R' une constante. Si R est la constante de Rydberg

$$R' = \frac{R}{\varepsilon^2}\,\frac{\mu}{m},$$

où ε est la constante diélectrique du milieu, μ la masse réduite de l'électron excité et du trou auquel il est lié et m la masse de l'électron dans le vide.

Les auteurs ont observé à la température de l'azote liquide avec des lames minces de Cu_2O trois séries de raies dont deux au moins sont hydrogénoïdes. Elles sont bien représentées par les formules

Série verte

$$\nu_n = 18\,515 - \frac{1\,270}{n^2} \quad \text{cm}^{-1} \qquad (n = 2, 3, 4);$$

Série jaune

$$\nu_n = 17\,459 - \frac{795}{n^2} \quad \text{cm}^{-1} \qquad (n = 2, 3, 4, 5).$$

Les raies correspondant à $n = 1$ et n plus grand que les valeurs ci-dessus n'ont pas été observées.

Enfin, à titre de tentative, on a cherché à représenter des raies observées dans le rouge et l'orangé par une formule analogue

Série rouge

$$\nu_n = 16\,500 - \frac{565}{n^2} \quad \text{cm}^{-1} \qquad (n = 1 \text{ et } n = \infty).$$

On observe une bande d'absorption diffuse à l'endroit du spectre où devraient se trouver les raies $n = 2$, 3, ... Il est possible que cette bande diffuse soit constituée par des raies non résolues. La limite de la série est contrastée par un minimum d'absorption ou une raie d'émission $\lambda = 6\,080$ Å. Il est important de noter que ces raies d'absorption dans le rouge ne sont bien visibles qu'à des températures intermédiaires entre + 20° et — 196° C.

Les longueurs d'ondes de toutes ces raies d'absorption dépendent fortement de la température, ce qui est en contradiction avec la théorie.

Les résultats expérimentaux complètent et confirment les études récentes de Gross et ses collaborateurs [5].

Les différents spectres décrits ont pu être montrés visuellement à l'assistance.

L'interprétation des spectres obtenus conduit à une première remarque. La formule précédente doit être écrite d'une façon plus correcte :

$$\nu = \nu_\infty - \frac{R'}{n^2} \pm k\,\nu_0,$$

où ν_0 est la fréquence propre infrarouge du cristal.

Dans le cas de Cu_2O, le troisième terme de la formule est du même ordre ou plus grand que le second. Dans ce cas, le spectre d'absorption de l'exciton ne doit pas être composé de bandes comme l'avaient cru certains théoriciens, mais de séries de raies hydrogénoïdes rapprochées : la série fondamentale $k = 0$ doit être accompagnée de séries « satellites de vibration ».

En se laissant guider par cette idée, on peut suggérer à titre de tentative l'interprétation suivante. La première série dans le vert pourrait être la série fondamentale de l'exciton, car elle est de loin la plus intense. Les deux autres séries seraient des spectres satellites correspondant à $k = -1$ et $k = -2$ respectivement.

Les arguments en faveur de cette interprétation sont les suivants. Si l'on forme la différence des fréquences limites ν_∞ des trois séries, on trouve environ 1000 cm^{-1}. On observe [6], en effet, dans l'infrarouge une bande très forte au voisinage de 1100 cm^{-1}, ce qui est un recoupement important. D'autre part, il y a lieu de rappeler que la série $k = -2$ n'est visible qu'à des températures intermédiaires entre + 20° C et — 196 °C. Par contre, le fait que R' est différent pour les trois séries paraît surprenant dans le cadre de cette interprétation. Cette contradiction est toutefois quelque peu affaiblie par le fait que, contrairement à la théorie, les nombres d'ondes des raies dépendent *fortement* de la température, c'est-à-dire des vibrations du cristal.

Différentes parties de cette Communication feront l'objet de publications détaillées.

[1] Frenkel J. — *Phys. Rev.*, 1931, **37**, 17; *Phys. Z. Sow.*, 1935, **8**, 185. *Voir* aussi Dykman I. M. et Pekar S. I. — *Dok. U.R.S.S.*, 1952, **83**, 825.
[2] Peierls. — *Ann. Physik*, 1932, **13**, 905.
[3] Slater J. C. et Shockley W. — *Phys. Rev.*, 1936, **50**, 705.
[4] Wannier G. H. — *Phys. Rev.*, 1937, **52**, 191.
[5] Gross E. F. et Korryeff N. A. — *Dok. U.R.S.S.*, 1952, **84**, 47.
Gross E. F. et Zakhartchenia B. P. — *Dok. U.R.S.S.*, 1953, **90**, 745.
Voir également Mosakuzu Hayashi et Kiichiro Katsuki. — *J. Phys. Soc. Jap.*, 1952, **7**, 599.
[6] Gross E. F. et Korryeff N. A. — *Dok. U.R.S.S.*, 1952, **84**, 261.

2. — Remarques sur la diffusion de la lumière par les molécules en chaîne ;

par M. H. Benoit.

Il est d'un intérêt fondamental de pouvoir caractériser les propriétés moléculaires des substances fortement polymérisées tant organiques que biologiques et l'étude de l'intensité diffusée par leurs solutions diluées fournit une méthode de choix; elle permet en effet de déterminer les masses, les dimensions et, dans certains cas, les formes ou la statistique à laquelle obéissent les polymères en solution, quand leurs dimensions sont comparables à la longueur d'onde de la lumière utilisée.

En particulier, si le milieu étudié est formé d'une solution monodispersée de chaînes de Gauss, le problème est complètement résolu. Debye [1] a calculé la valeur théorique de l'intensité diffusée en fonction de l'angle et la confrontation de ses résultats avec l'expérience permet d'examiner si les hypothèses de départ sont vérifiées et, dans l'affirmative, de calculer la masse moléculaire de la substance et le carré moyen de la distance entre les extrémités de la chaîne.

Dans bien des cas cependant, cette formule n'est plus valable, soit que la solution soit polydispersée, soit que les chaînes soient ramifiées ou n'obéissent plus à la loi de Gauss (nous appelons chaîne de Gauss une chaîne à grand nombre de chaînons, l'orientation d'un chaînon étant indépendante de celle d'un autre chaînon); nous allons chercher dans ces différents cas les résultats que permet d'obtenir l'étude de la diffusion de la lumière.

a. Milieu polydispersé. — Nous supposerons que le milieu polydispersé envisagé est formé de chaînes de Gauss ne différant que par leur degré de polymérisation. On sait que, dans un cas comme celui-là, les méthodes de détermination des degrés de polymérisation fournissent des valeurs moyennes différentes. C'est ainsi que l'extrapolation à angle nul fournit le degré de polymérisation moyen en poids N_w [2], la pression osmotique la moyenne en nombre N_n et l'ultracentrifugation une moyenne que nous appellerons N_z. L'écart entre ces différentes moyennes permet de caractériser l'importance de la polydispersité.

Le calcul montre [3] que si l'on porte l'inverse de l'intensité diffusée en fonction de $\sin^2(\theta/2)$, θ étant l'angle entre le faisceau incident et le faisceau diffusé, la courbe obtenue présente une asymptote dont l'ordonnée à l'origine fournit N_n. De même, si l'on appelle s_0 la pente de la tangente à cette courbe pour $\theta = 0$ et s_∞ la pente de l'asymptote, on a la relation

$$\frac{s_0}{s_\infty} = \frac{2}{3}\frac{N_z}{N_w},$$

s_∞ fournissant directement la valeur de la moyenne en nombre du carré moyen de la distance entre les extrémités. On voit donc que, dans ce cas, la diffusion de la lumière fournit N_w, N_n, N_z, ainsi que les dimensions de la pelote.

A titre de vérification, nous avons étudié par cette méthode un échantillon non fractionné de nitrocellulose. On trouve pour sa masse moléculaire en nombre 90 000, alors que la pression osmotique fournit 74 000. Ce résultat est satisfaisant, étant donné l'imprécision de la détermination de l'asymptote. Il est corroboré par le fait que nous trouvons pour le rapport $(R^2/N)^{\frac{1}{2}}$ la valeur de 38 Å obtenue par d'autres chercheurs sur des produits fractionnés.

b. Influence des ramifications. — On peut donner une formule générale caractérisant l'intensité diffusée par une chaîne ramifiée en supposant que toutes les ramifications sont des chaînes de Gauss.

La formule générale ainsi obtenue est difficile à manier mais elle conduit à des résultats simples. Les ramifications ne changent pas le comportement asymptotique de la courbe et, dans la même représentation que précédemment, le rapport des pentes de la tangente initiale et de l'asymptote a pour valeur

$$\frac{s_0}{s_\infty} = \frac{2}{3}\frac{\rho^2}{\rho_0^2},$$

en appelant ρ le rayon moyen de giration de la pelote et ρ_0 le rayon d'une pelote de même degré de polymérisation mais sans ramification.

Ce paramètre, introduit pour l'étude de la viscosité [4] des chaînes ramifiées, peut donc être déterminé expérimentalement de façon simple.

c. Cas des chaînes non gaussiennes. — Si la chaîne est trop courte ou trop rigide pour pouvoir être considérée comme formée de chaînons à orientations indépendantes ou si, par suite de la présence de groupes latéraux importants ou de fortes interactions avec le solvant, les configurations allongées sont favorisées au détriment des configurations plus compactes, la chaîne n'obéit plus à la loi de Gauss et la formule de Debye n'est plus utilisable.

La pente initiale fournit le rayon de giration moyen qui peut être calculé pour différents modèles de chaînes, chaîne de Gauss à peu d'éléments, chaîne type aliphatique avec ou sans interactions, chaîne de Porod et Kratky [5], chaîne de Flory [6], les premiers tenant compte de la rigidité, le dernier de l'effet d'encombrement. Les calculs montrent [7] que, pour une chaîne rigide, ρ^2 varie plus vite que N dans la

région non gaussienne. Nous donnons dans le tableau suivant les résultats de la mesure de $\sqrt{6\rho^2/N}$ en fonction de N pour des nitrocelluloses de différents poids moléculaires [8].

Poids moléculaire.	$\sqrt{\frac{6\rho^2}{N}}$ (en Å).
77 000	23,7
89 000	31,4
360 000	39,2
846 000	40,9
2 310 000	44,1

On voit que ρ^2/N décroît rapidement quand le poids moléculaire est inférieur à 100 000, ce qui est une démonstration sans équivoque de la rigidité des chaînes de cellulose.

Enfin, un calcul rigoureux étant impossible, on peut essayer d'apprécier la répartition angulaire de la lumière diffusée en faisant certaines approximations. C'est ce qu'a fait Peterlin [9] dans le cas des chaînes rigides. Nous avons effectué ce calcul dans le cas d'une chaîne de Flory, c'est-à-dire en admettant que le carré moyen de la distance entre les extrémités est donné par une formule du type $R^2 = KN^\alpha$. Pour une valeur de α de l'ordre de 1,1 qui correspondrait à une viscosité intrinsèque proportionnelle à $M^{0,65}$, la courbe obtenue ne commence à différer de celle de Debye que pour des polymères de masses moléculaires très élevées. Il semble donc que la mise en évidence de l'effet de volume par cette méthode soit un problème expérimental difficile à résoudre.

[1] Debye P. — *J. Phys. Coll. Chem.*, 1947, **51**, 18.
[2] Zimm B. H. — *J. Chem. Phys.*, 1948, **16**, 1099.
[3] Benoit H. — *J. Pol. Sc.*, 1953, **11**, 503.
[4] Zimm B. H. et Stockmayer W. H. — *J. Chem. Phys.*, 1949, **17**, 1301.
[5] Kratky O. et Porod G. — *Rec. Trav. Chim.*, 1949, **68**, 1106.
[6] Flory P. J. et Fox T. — *J. Amer. Chem. Soc.*, 1951, **75**, 1904.
[7] Benoit H. et Doty P. — *J. Phys. Chem.*, 1953, **57**, 958.
[8] Résultats obtenus en collaboration avec A. Holtzer.
[9] Peterlin A. — *Makromol. Chem.*, 1953, **9**, 244.

Le Gérant : Maurice Blondin. 145094 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1954.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

ASSEMBLÉE GÉNÉRALE ET SÉANCE DU 15 JANVIER 1954.

I. — Assemblée générale.

Présidence de M. Pauthenier.

Dès l'ouverture de la séance, il est procédé au scrutin pour le renouvellement partiel du Bureau, la nomination d'un Membre d'Honneur et le renouvellement des Membres du Conseil. Le résultat des votes sera proclamé en séance ordinaire, après dépouillement par les scrutateurs : MM. Aigrain, Françon, Poulard.

M. le Président donne la parole à M. Maurice Blondin, rapporteur de la Commission des Comptes, pour la lecture de son rapport relatif à l'exercice 1952-1953.

RAPPORT DE LA COMMISSION DES COMPTES SUR L'EXERCICE 1952-1953 (ANNÉE 1953).

Mesdames, Messieurs,

Avant de vous présenter notre rapport, nous nous faisons un devoir de rendre un nouvel hommage à la mémoire de notre Collègue Joseph Guyot qui, malgré une mauvaise grippe, avait tenu à assister à la réunion de l'Assemblée générale de l'année passée, où, en son nom et aux nôtres, nous vous avions présenté les comptes de l'exercice. Joseph Guyot avait trop présumé de ses forces et, quelques jours après, il décédait ne laissant que des regrets unanimes à tous ceux qui l'avaient connu.

Nous renouvelons à Mme Guyot et à sa famille l'expression de nos plus sincères condoléances.

Nous avons l'honneur de soumettre à votre approbation les comptes de l'exercice 1952-1953 (année 1953) de notre Société.

Actif. — L'actif comptabilisé, s'élevant à 9 820 570 F comprend des titres pour une valeur de 4 381 340 F, en augmentation de 1 738 800 F, et des espèces pour un montant de 5 439 230 F, en augmentation de 945 576 F, soit une augmentation globale de 2 684 376 F par rapport à l'exercice précédent.

Les éléments non comptabilisés sont représentés par les 436 actions de la Société *Journal de Physique*, les ouvrages en dépôt à la librairie Gauthier-Villars, les cotisations dues et non encore payées, des créances restant à recouvrer sur quelques participants à l'Exposition annuelle.

Passif. — Au passif, figurent : 1° ce que possède en propre la Société française de Physique, à savoir le fonds de réserve de 847 954 F, représenté exclusivement par des titres, et sous le nom de provisions libres, d'une part, le report du solde de l'exercice 1952, soit 5 104 213 F et, d'autre part, le solde créditeur du compte des ressources et des charges, de 1 601 170 F, soit un montant global des provisions libres de 6 705 383 F, représenté par des titres et des espèces; 2° une somme de 1 846 554 F revenant au *Journal de Physique* et provenant d'une part, de la rétrocession des 6/10e du montant des cotisations encaissées au cours de l'exercice en échange de la fourniture de 1 140 abonnements à la publication *Le Journal de Physique et le Radium*, d'autre part, de deux subventions du Centre National de la Recherche scientifique, de chacune 500 000 F, l'une au titre de la Documentation bibliographique, l'autre au titre de la Physique corpusculaire; 3° le solde créditeur du Comité français de Physique s'élevant à 420 679 F.

L'examen du « Compte des ressources et des charges » fait ressortir un montant total de recettes de 8 172 599 F, contre 7 066 108 F pour l'exercice précédent; les dépenses se sont élevées à 6 571 429 F, d'où l'excédent des recettes sur les dépenses de 1 601 170 F, solde créditeur indiqué ci-dessus.

Les postes les plus importants de ce chapitre, du côté ressources, sont : 1° les cotisations encaissées s'élevant à 1 410 924 F; 2° le poste relatif à l'Exposition et à son catalogue, dont les recettes s'élèvent à 5 373 934 F qui, déduction faite des frais engagés, soit 3 607 707 F, laisse un bénéfice de 1 766 227 F.

Du côté charges, figurent les frais de fonctionnement de la Société proprement dite, soit 1 117 168 F contre 853 752 F l'année passée; cette différence est justifiée par les augmentations des frais d'exploitation, des frais de voyage et de réception de conférenciers étrangers. Compte tenu de la quote-part des cotisations revenant à la Société et des ressources diverses s'élevant à 387 741 F, représentant les intérêts des titres et différents dons, ce poste se solde

par un déficit de 165 057 F qui vient en déduction du bénéfice laissé par l'Exposition, activité importante de la Société.

En conclusion, l'exercice de votre Société se solde cette année encore par un bénéfice net de 1 601 170 F comparable au bénéfice de 1 697 876 F de l'an passé. Ce résultat permet d'envisager l'avenir sans préoccupations financières.

D'après la statistique établie au 31 octobre 1953, le nombre des membres est en très légère augmentation, 1 088 contre 1 077 en 1952.

Les comptes dont nous venons de vous donner connaissance et que nous vous demandons d'approuver, représentent la situation financière exacte de votre Société au 31 octobre 1953.

Les Membres de la Commission :
Maurice Blondin, *rapporteur*;
Eugène Dupuy.

Le rapport de la Commission des Comptes est mis aux voix et adopté.

M. le Président communique à l'Assemblée la décision du Conseil relative à l'attribution des prix de la Société Française de Physique :

1° *Prix Robin* (M. Brossel).

Le prix *Robin* de 1953 marquera à M. Brossel la haute estime de notre Conseil pour ses beaux travaux d'interférométrie au Laboratoire de Tolansky, à Manchester, continués aux États-Unis (au Massachusetts Institute of Technology) par des études de structure hyperfine avec Harrisson, de spectrographie radioélectrique avec le groupe Bitter, et enfin, à l'École Normale avec M. Kastler, par une très remarquable série d'expériences sur des atomes orientés dans les jets atomiques.

2° *Prix Ancel* (M. Abelès).

M. Abelès a fait une étude très générale de la propagation des ondes électromagnétiques dans des systèmes de couches minces alternées; il en déduit des conséquences intéressantes, en particulier en polarimétrie, et aussi un moyen d'action sur le facteur de réflexion. M. Abelès a obtenu de beaux résultats également dans la détermination des paramètres caractéristiques des couches minces et des constantes optiques des solides.

3° *Prix Aimé Cotton* (M. Felici).

Notre maître Aimé Cotton nous a souvent montré qu'un raisonnement simple et rigoureux, partant de faits connus de tous, peut conduire à des résultats d'une grande originalité. Le prix qui commémorera son nom est donc très justement attribué à M. Félici qui a rénové brillamment une partie de l'Électrostatique pourtant bien connue des physiciens et vouée par eux à une médiocrité définitive, celle des machines, machines dont les débits sont passés grâce à lui des microampères aux milliampères et pour lesquelles on peut, chose étonnante, parler maintenant d'un rendement.

M. Pauthenier, Président sortant, prononce l'allocution suivante :

Mes chers Collègues,

Nous avons eu le regret de perdre cette année un certain nombre de nos collègues, d'abord Joseph Guyot qui, après avoir été un brillant professeur dans une classe de Spéciales, était dans sa retraite devenu pour notre Société un auxiliaire discret, affable et efficace, puis successivement Newmann, professeur à l'Université d'Exeter; le Dr Lees, professeur à l'Université de Londres; François Grammont; l'Inspecteur général Faivre-Dupaigre; Sève, de l'Université de Marseille; l'éminent physicien Jean Becquerel; Lafond; Niewenglowski; Nisolle, professeur à l'École Centrale, à la famille desquels nous renouvelons le témoignage de notre sympathie.

Notre Société a maintenu son activité scientifique pendant l'année écoulée; près de 50 Communications ont été présentées aux séances mensuelles, dont une dizaine à la Section de Physique corpusculaire et une douzaine à la Section d'Optique. Parmi les auteurs de Communications nous avons été heureux aussi d'écouter plusieurs collègues étrangers dont MM. Kurti et Halban sur les radiations émises par des noyaux orientés à très basse température, Squire sur la supraconductibilité de l'étain, Shockley sur les trous et électrons dans les semi-conducteurs. Que soient remerciés ici notre actif Secrétaire général M. Maréchal et notre Secrétaire annuel M. Aigrain, auteur lui-même de plusieurs Communications intéressantes sur les semi-conducteurs.

Le 22 mai dernier, le prix *Holweck* 1953 fut remis, en France, à M. Ratcliffe pour ses beaux travaux sur la structure de l'ionosphère et les ondes radioélectriques provenant de sources extra-terrestres, ce qui nous valut d'écouter une belle conférence sur ce magnifique sujet. Vers la même date, nous avions aussi le plaisir de rendre à M. Whiddington, président de la Physical Society, ainsi qu'à MM. Andrade et Hopkins, l'aimable accueil qu'ils nous avaient ménagé à Londres et à Oxford en 1952. Nos hôtes ont visité les laboratoires de l'École Normale Supérieure et la station de Marcoussis avec M. Rocard, quelques laboratoires de Bellevue et les installations de l'Énergie atomique; nous les avons conduits aussi à Grenoble où, très cordialement accueillis par nos collègues physiciens, ils ont partagé leur admiration entre les laboratoires de Physique de la Faculté, les maquettes de la Maison Neyret-Beylier et les montagnes du Vercors.

Votre Conseil a été amené à prendre cette année quelques décisions importantes, dont la première est la reconduction du prix *Holweck*; vous savez que ce prix, dû principalement à l'initiative de nos amis anglais, a été décerné pour la première fois en 1946; il était créé pour une période de dix ans et destiné à perpétuer la mémoire de notre éminent collègue tragiquement disparu, et à favoriser les contacts scientifiques entre nos deux pays; il est décerné et remis chaque année en France à un Anglais, ou en Grande-Bretagne à un Français. Dans cette création, la Physical Society avait pris tous les frais à sa charge. Pour répondre à cette généreuse initiative, nous ne

pouvions faire moins que de proposer au Président de la Physical Society un engagement analogue de notre part pour une nouvelle période de dix années à partir de 1956 inclus.

Nous avons aussi décidé, avec l'assentiment de Mme COTTON de continuer à décerner chaque année un prix *Aimé Cotton* en l'honneur de celui qui fut non seulement un grand physicien, mais pendant tant d'années un animateur de notre Société.

D'autre part, nous avons décidé d'augmenter le nombre des *échanges de conférenciers* entre Paris et la province. Nous envisageons aussi la création de *Colloques annuels* organisés par notre Société à Paris et en province.

Nous désirons enfin que des *collègues étrangers* puissent venir chez nous plus nombreux pour nous entretenir de leurs travaux.

Par ailleurs, nous étudions la création d'une *Section de Physique appliquée* dont les Communications correspondraient à un fascicule spécial.

Enfin, nous avons mis à l'étude et recueillons actuellement les suggestions de nos Membres sur des questions qui nous touchent de près, comme *les changements d'unités*, leurs répercussions dans l'enseignement et aussi la réorganisation de *l'enseignement de la Physique* dans les Facultés des Sciences. Des commissions ont été créées à cet effet.

Pour donner à notre Société cette vie plus active, il lui faut un budget approprié. Or, vous savez que depuis longtemps, dans notre pays, tout ce qui touche à la Science pure vit dans la pauvreté. Malgré la gravité de l'époque, dont le progrès scientifique universel est le facteur déterminant, la France regarde ailleurs, elle se passionne pour d'autre jeux que ceux de l'austère Recherche scientifique. Cela tient peut-être à ce que, hors du laboratoire, le scientifique — le physicien dirons-nous ici — est rarement un homme d'action; chez nous plus qu'ailleurs l'homme se laisse dépasser par les événements, même par ceux qu'il a créés : l'invraisemblable situation matérielle de l'enseignement et de la recherche dans la Faculté des Sciences de Paris n'en est-elle pas un exemple ?

Pour faire face à notre tâche fondamentale d'information scientifique, entendue au sens le plus large, des ressources sont, disons-nous, nécessaires. Au besoin, la grande industrie française, par exemple, ne refuserait pas de nous aider si nous le lui demandions; d'autres concours sont également possibles; l'Exposition annuelle de la Société française de Physique est notre principal appui. Grâce à la compétence et au dévouement de notre collègue M. BARCHEWITZ et de son collaborateur M. POULARD, cette Exposition a connu en 1953 un brillant cinquantenaire et la première visite d'un Ministre de l'Éducation Nationale. Notre éminent collègue M. Louis DE BROGLIE, entouré de MM. les Directeurs de l'Enseignement supérieur, du Centre National de la Recherche scientifique et de l'Énergie atomique, a accueilli sur le seuil de l'Exposition, M. le Président André MARIE.

Faut-il, comme le demandent quelques constructeurs, élargir le cadre de notre Exposition ?

Sur une démarche de M. KASTLER, M. le Doyen DAVY a consenti à nous prêter à nouveau une grande salle pour 1954. Mais, à notre avis, le cadre actuel de l'Exposition de Physique, que nous devons à la bienveillance de M. le Recteur SARRAILH, est en ce moment suffisant; son emplacement est excellent. D'autre part, en raison même de son exiguïté, il permet de résister à certaines pressions d'ordre commercial et de garder à cette manifestation annuelle un caractère scientifique élevé.

En regrettant qu'un enseignement et un laboratoire tous deux hors de Paris ne m'aient pas permis de donner plus de temps à notre Société, je passerai la présidence pour 1954 à M. KASTLER dont vous connaissez tous les brillants travaux dans des domaines assez distincts de l'Optique : effet Raman dans les cristaux, étude des spectres crépusculaires et du ciel nocturne et, plus récemment, un ensemble de recherches remarquables sur la possibilité d'observer la résonance magnétique dans les états excités des atomes, ce que l'expérience a confirmé avec la vapeur de mercure, tandis que l'orientation d'atomes de sodium d'un jet atomique avec la lumière de résonance D polarisée circulairement permet d'observer des transitions de résonance magnétique nouvelles.

Avec M. KASTLER, les destinées de la Société de Physique seront en de bonnes mains.

II. — SÉANCE ORDINAIRE.

Présidence de M. KASTLER.

M. KASTLER, en succédant à M. PAUTHENIER à la présidence de la Société, proclame les résultats des diverses élections :

Élection pour le renouvellement partiel des Membres du Bureau.

NOMBRE DE VOTANTS 50
SUFFRAGES EXPRIMÉS 50

Ont été élus :

	MM.	
Vice-Président...	LEPRINCE-RINGUET,	50 voix
Vice-Secrétaire...	BROSSEL,	50 »
Trésorier........	G. YVON,	50 »

En conséquence, le Bureau pour l'année 1954 est ainsi constitué :

	MM.
Président................	KASTLER
Vice-Président...........	LEPRINCE-RINGUET
Secrétaire général........	MARÉCHAL
Secrétaire................	FRANÇON
Vice-Secrétaire...........	BROSSEL
Trésorier................	G. YVON

Élection d'un Membre d'Honneur.

NOMBRE DE VOTANTS 100
SUFFRAGES EXPRIMÉS 100

A été élu :

M. VON LAUE .... 100 voix

Élection pour le renouvellement des Membres du Conseil.

NOMBRE DE VOTANTS 100
SUFFRAGES EXPRIMÉS 100

Ont été élus :

Membres résidants :

MM. Aigrain	98	voix
Dechene	100	»
J. P. Mathieu	100	»
Surdin	99	»

Membres non résidants :

MM. Barchewitz	97	voix
Chapelle	99	»
Deutsch	91	»
Polvani	100	»

M. le Président fécilite les élus présents dans la salle et rappelle que le Professeur Max von Laue, élu Membre d'Honneur à l'unanimité, n'est pas seulement un grand physicien (prix Nobel de Physique 1914), mais un homme qui a fait preuve d'un courage et d'une dignité exceptionnels en face du régime hitlérien.

M. le Président évoque les perspectives de la Société en 1954. Il fait savoir que le Conseil de la Société a invité la Société italienne de Physique à participer à l'Exposition de Physique de 1954 et que celle-ci a accepté l'invitation. Il remercie la Direction du Centre National de la Recherche Scientifique de l'aide financière promise pour réaliser ce projet. Grâce aux subsides accordés par les Relations culturelles, des conférenciers italiens pourront être invités également à l'occasion des Journées de Pentecôte.

M. le Président se félicite du succès grandissant de la Réunion annuelle de Paris à l'occasion de l'Exposition de Physique. Il propose que notre Société suive l'exemple donné par les Sociétés de Physique anglaise et italienne et organise également chaque année une grande Réunion dans une ville universitaire de province. Cette réunion pourrait avoir lieu au moment de la rentrée universitaire d'automne, elle permettrait de faire participer à tour de rôle les Centres de province à l'activité de la Société.

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. Galatry (Louis), Licencié ès sciences, Stagiaire de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 19, rue Hallé, Paris (14e), présenté par MM. Vodar et Schwetzoff.

Laurent (Émile), Ingénieur C.N.A.M., Ingénieur-Docteur, Chef de groupe à l'Office National d'Études et de Recherches Aéronautiques, 18, rue Julien-Périn, à Antony (Seine), présenté par MM. Pauthenier et Maréchal.

Le Corre (Yves), Docteur ès sciences, Ingénieur E.P.C.I., Sous-chef de Laboratoire à l'E.P.C.I., 20 *bis*, avenue Foch, à Saint-Cloud (Seine-et-Oise), présenté par MM. Biquard et Joseph Le Corre.

Martineau (Michel), Stagiaire de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 13, place du Panthéon, Paris (5e), présenté par MM. Leauté et Brachet.

Rabourdin (Georges), Ingénieur, École supérieure d'Optique, 32 *bis*, rue du Cotentin, Paris (15e), présenté par MM. Aigrain et Dugas.

La Société La Radiotechnique (Construction électrique), 51, rue Carnot, à Suresnes (Seine), présentée par MM. Pauthenier et Maréchal.

M. Uzan (Robert), Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 36, rue Jean-Marc Bernard, à Lyon (3e), présenté par MM. Déjardin et Mesnard.

M. le Président donne ensuite la parole à M. Fleury qui fournit sur l'*activité de l'Union Internationale de Physique* les informations suivantes :

Les derniers congrès, organisés sous le patronage de l'Union Internationale de Physique : *Électro-acoustique* (Hollande, juin 1953), *Rayonnement cosmique* (Bagnères-de-Bigorre, juillet) et *Physique théorique* (Tokyo, septembre) se sont déroulés avec plein succès et ont fait ou feront l'objet de Communications à la Société française de Physique.

L'Union de Physique tiendra cette année sa VIIIe Assemblée générale à Londres du 7 au 10 juillet, en même temps que se réuniront plusieurs de ses Commissions, en particulier celle des Symboles-Unités-Nomenclature qui étudie notamment les problèmes concernant le système d'unités Giorgi et la rationalisation des formules de l'Électromagnétisme.

A la même époque auront lieu en Angleterre trois Congrès internationaux :

A Bristol, du 13 au 17 juillet, *Défauts dans les cristaux*; Secrétariat : H. H. Wills Physical Laboratory, Royal Fort, Bristol 8;

A Glasgow, du 13 au 17 juillet : *Physique nucléaire*; Secrétariat : Natural Philosophy Dpt, The University, Glasgow W. 2;

A Londres, du 16 au 21 juillet : *Microscopie électronique*; Secrétaires : Dr C. E. Challice et F. W. Cuckow, Institute of Physics, 47, Belgrave Square, London SW. 1.

Trois autres Congrès seront encore organisés sous le patronage de l'Union de Physique, en 1954 :

A Amsterdam, du 29 juin au 3 juillet : *Semi-conducteurs et isolants*; Secrétaire : Dr H. J. Vinck, Floralaan 142, Eindhoven (Hollande);

A Lund, du 2 au 6 juillet : *Spectroscopie* (Rydberg Conference); Secrétaire : Prof. B. Edlen, Fysiska Institutionen, Sölvegatan 14, Lund;

A Parme, en septembre : *Infrarouge*; Secrétaire : Prof. G. Polvani, Via Saldini 50, Milano.

M. le Président souhaite la bienvenue au Professeur Purcell, de l'Université Harvard (U.S.A.), lauréat du prix Nobel 1952 pour sa découverte en 1946, faite à l'âge de 33 ans, de la résonance magnétique nucléaire. Il donne la parole au Professeur Purcell qui fait une conférence en anglais sur le sujet :

Résonance nucléaire et mouvement des molécules dans les fluides.

Une traduction de la conférence du Professeur PURCELL sera publiée au *Journal de Physique.*

SECTION D'OPTIQUE.

SÉANCE DU 4 DÉCEMBRE 1953.

(*) 1. — Recherche des petites irrégularités optiques des argentures chimiques et des aluminiures par évaporation dans le vide sur miroirs en verre;

par M. J. TEXEREAU,
Observatoire de Paris.

Les dépôts métalliques d'environ $0,1\ \mu$ d'épaisseur, qui couvrent les miroirs de précision en verre, peuvent présenter des anomalies d'épaisseur non négligeables. Les larges irrégularités, d'amplitudes relativement grandes, sont bien accessibles aux méthodes de contrôle générales et l'on peut les considérer comme assez bien connues. Il suffit de rappeler la possibilité de déformer, volontairement ou non, un miroir aluminié par évaporation dans le vide. B. Lyot eut l'occasion de constater et de retoucher de larges plages en surépaisseur considérées, après plusieurs expériences, comme inévitables sur les argentures des miroirs plans du réfractoréflecteur de 60 cm de l'Observatoire du Pic du Midi. La méthode de contrôle par contraste de phase de F. Zernike et, plus spécialement, la méthode décrite par B. Lyot [1] permettent la recherche d'accidents plus étroits, de très faibles amplitudes, susceptibles de modifier l'état de surface du verre sous-jacent et de diffracter l'énergie dans un assez grand angle solide.

La méthode de Lyot est sélective, il faut donner les limites des dimensions des défauts susceptibles d'être mis en évidence. Le montage employé pour cette recherche est celui décrit pour l'étude des irrégularités engendrées par différentes techniques de polissage [2], [3] et ayant les principales caractéristiques suivantes : *miroir sphérique concave en examen*, diamètre 125 mm, rayon de courbure 2 000 mm, étudié au centre de courbure; *source*, lampe à vapeur de mercure haute pression et condenseur éclairant une fente de $110\ \mu$ de largeur; *lame de phase*, bande semi-aluminiée de $400\ \mu$ de largeur, densité 2,81; *objectif de chambre*, diamètre utile 40 mm (faisceau diffracté recueilli $1^{\circ}20'$), tirage 520 mm, les images de diffraction sont parfaites et l'on résout des détails de 0,05 mm sur la surface d'onde en employant les plaques Collodium de Guilleminot; *évaluation des amplitudes* par la méthode photométrique de B. Lyot [1] au moyen d'un coin photométrique étalonné photographié en même temps que le miroir, enregistrement au microphotomètre Vassy.

Dans ces conditions, les plus petites dimensions latérales sont de 0,05 mm; les plus grandes, limitées par la largeur de la fente source et le débordement de la lame de phase, sont de 7 mm. En amplitude, les plus petites variations de densité significatives correspondent à 0,2 Å; la saturation pour la lame de phase de densité 2,81 a lieu pour des défauts de 14 Å. Une autre lame de phase de densité 1,69 est utilisable jusqu'à 50 Å de dénivellation comptés sur la surface (1); pour les défauts de cette importance ou plus grands, on peut utiliser indépendamment une autre méthode de contrôle et procéder par exemple à des mesures d'aberration qui permettent de vérifier que les déphasages obtenus par la méthode de Lyot ont bien la même signification que ceux admis pour les larges défauts ordinaires.

Des accidents à l'échelle du millimètre sur le verre ont une cote moyenne très bien définie et ayant un sens physique précis et stable sans rapport avec les discontinuités moléculaires élémentaires.

Le miroir étalon ayant servi de support est le nº 3 du travail cité, en borosilicate crown B 1864 de Parra-Mantois, poli à la poix et au rouge, dont les irrégularités de polissage ont une amplitude totale maximum de 2 Å pour une pseudopériode de 1,6 mm, les pentes des éléments les plus inclinés sont inférieures à 1.10^{-6}. On peut varier le mode de nettoyage, attendre plusieurs années entre deux contrôles; on retrouve identiquement les mêmes accidents et amplitudes à l'approximation des mesures.

Argenture chimique. — Le miroir a été nettoyé à l'aide d'un savon sulfoné, puis à l'acide nitrique, longuement rincé et argenté par la recette de Martin suivant les procédés couramment employés pour les miroirs astronomiques [4] : disposition miroir face en dessous reposant sur cales avec possibilité de mouvements de bascule pouvant être responsables de certains des défauts observés. L'argenture obtenue est opaque.

On constate que les accidents du verre sont complètement effacés sauf de très rares stries de polissage un peu plus profondes (3 Å) dont il reste des vestiges. A la place existent des irrégularités plus larges, 4 à 5 mm, et plus profondes, 4 Å; de larges plages entourant l'emplacement des cales supports comportent des rides beaucoup plus marquées de 4 à 5 mm de largeur et atteignant 12 Å de dénivellation; les versants les plus inclinés ont une pente de $3,3.10^{-6}$ supérieure à celles des surfaces correctement travaillées. Malgré leur importance sur les clichés obtenus dans les conditions de sensibilité énoncées, ces défauts ont, en pratique, une gravité limitée; toutefois, les irrégularités de dépôt pouvant varier largement suivant les conditions expérimentales et notamment l'agitation du bain au début du précipité, il est prudent de rejeter l'argenture par réduction chimique ou tout au moins d'en contrôler les résultats si l'on s'inquiète d'un faible taux de lumière diffractée dans l'instrument en service. A l'inverse des anomalies mentionnées par B. Lyot, il n'y a pas, dans le cas présent, possibilité

(1) Les dénivellations rapportées au fond moyen et considérées par B. Lyot pour les calculs d'énergie diffractée, sont deux fois moindres que les chiffres énoncés ici.

d'effectuer des retouches locales au moyen du tampon de polissage (peau de « chamois » et rouge); le polissage de la couche laisse les défauts complètement inchangés.

Aluminiure par évaporation dans le vide. — Après destruction de l'argenture et nouveau nettoyage, le miroir a été aluminié par M. Miroff à l'Institut d'Astrophysique suivant une technique classique due à J. Strong [5] comportant la disposition miroir face en dessus et une couronne d'évaporateurs dont le rayon est égal à la distance de la pièce; les évaporateurs sont des hélices de tungstène dont chaque spire porte un petit cavalier d'aluminium. Le vide résiduel, obtenu par une pompe à diffusion à vapeur d'huile et piège refroidi, était de 2.10^{-5} mm de mercure. Le temps d'évaporation n'a guère dépassé celui, déterminé expérimentalement, suffisant pour obtenir une aluminiure complètement opaque. Le miroir aluminié présente exactement le même état de surface que le verre nu; il y a superposition parfaite des moindres détails comme il est facile de le vérifier au *blink-microscope*. L'analyse microphotométrique des clichés ne permet pas de mettre en évidence un changement significatif d'amplitude (0,1 Å) entre les défauts du verre nu et ceux du verre aluminié.

[1] Lyot B. — Procédés permettant d'étudier les irrégularités d'une surface optique bien polie. *C. R. Acad. Sc.*, 1946, **222**, 765.
[2] Texereau J. — Les principaux défauts réels des surfaces optiques engendrées par différentes techniques de polissage. *Ciel et Terre*, 1950, **56**, n° 3-4.
[3] Texereau J. — Application du contraste de phase à l'étude des petits défauts de polissage de surfaces optiques engendrées par différentes techniques. *Colloques de la Commission internationale d'Optique : Contraste de phase et contraste par interférences.* Ed. *Revue d'Optique*, 1952, p. 172-185.
[4] Danjon A. et Couder A. — Lunettes et télescopes. Ed. *Revue d'Optique*, 1935, p. 551, § 118.
[5] Strong J. — Procedures in experimental physics. Prentice-Hall (New-York), 1945, p. 171-187.

(*) 2. — Remarques sur le fonctionnement de l'interféromètre à ondes multiples utilisé pour la détection et la mesure de faibles différences de phase;

par M. G. Nomarski,
Institut d'Optique, Paris.

L'interféromètre à réflexions multiples de Perot-Fabry est couramment utilisé dans la métrologie optique. Le plus souvent, on mesure les déplacements du système de franges observées entre les plans inclinés. Plusieurs auteurs ont pensé aussi à l'application de ce type d'interférences à l'observation des objets faiblement déphasants, révélés grâce au contraste par interférence.

Le problème de la mesure est bien différent de celui de la détection.

La détermination quantitative d'une différence de phase s'effectue en repérant les positions relatives des maxima correspondant à la phase (ou des minima en lumière réfléchie) et la loi de déplacement de ces maxima est la même qu'en interférométrie à deux ondes.

La détection d'un objet déphasant intéresse au contraire la région entre un maximum et un minimum

$$0 < \Phi < \pi.$$

La forme particulière de la loi d'Airy

$$I(\Phi) = |1 - R\,e^{i\Phi}|^{2}$$

rend compliquée une mesure de $\Delta\Phi$ à partir d'un Φ quelconque.

Après quelques remarques concernant l'utilisation de l'interféromètre Perot-Fabry pour l'étude des objets larges, on fait la théorie de cet interféromètre lorsqu'il contient une particule déphasante de très petites dimensions latérales.

On obtient une expression nouvelle de l'amplitude résultant de l'interférence de la série infinie des ondes diffractées en se plaçant dans des conditions expérimentales simplifiant le calcul. On attire l'attention sur l'action modulatrice du phénomène à l'infini sur la lumière diffractée.

Enfin on propose un montage nouveau dans lequel on place l'interféromètre dans la pupille.

1. *Observation en contraste par interférence optimum d'un objet large.* — Les conditions expérimentales sont supposées être les suivantes : un interféromètre constitué par deux surfaces planes semi-réfléchissantes m_1 et m_2 planes et parallèles entre elles. Leur facteur de réflexion R est voisin de 1. L'ensemble $m_1\,m_2$ est éclairé en lumière monochromatique et de parfaite collimation. Un objet transparent que l'on cherche à observer est situé à l'intérieur de l'interféromètre; l'épaisseur optique ($m_1\,m_2$) est E_0 (tenant compte des pertes de phase par réflexion en m_1 et m_2); l'indice du milieu est n_0 et la phase

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} 2 n_0 E_0.$$

L'objet est défini par une zone de déformation d'une des surfaces semi-réfléchissantes. La différence de chemin optique correspondante est

$$\Delta x = 2\varepsilon n_0 = 2[E(x) - E_0]\,n_0$$

et

$$\varphi(x) = k\,\Delta(x), \qquad \text{où} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

La déformation locale de m_1 peut être remplacée par un objet transparent d'indice n et d'épaisseur ε', en contact avec m_1.

Il introduit la même différence de phase si

$$n_0 \varepsilon = (n - n_0)\,\varepsilon'.$$

En négligeant la diffraction (par l'objet), par hypothèse, le contraste C est déterminé sans difficulté

$$C = \varphi \frac{I'(\Phi)}{I(\Phi)},$$

où I' signifie la dérivée de I par rapport à Φ; C atteint

la valeur maximum en même temps que la dérivée logarithmique I'/I de I.

2. *Interféromètre à ondes multiples (en lumière transmise) utilisé comme un amplificateur de phase* (objets larges). — On peut mettre en œuvre la variation de la phase résultante $\psi(\Phi)$ de l'amplitude complexe

$$A(\Phi) = (1 - R\, e^{i\Phi})^{-1} = \mathcal{J}(\Phi)\, e^{i\psi(\Phi)}.$$

La pente $d\psi/d\Phi$ atteint son maximum $R/(1-R) = \gamma$ pour $\Phi = 0$.

Donc une différence de phase φ introduite par l'objet entraîne une variation $\psi(\varphi) = \gamma\varphi$. Il y a l'amplification par le facteur γ qui vaut, avec les facteurs de réflexion

$$R = 0{,}5, \quad 0{,}9, \quad 0{,}95, \quad 0{,}99,$$

respectivement

$$\gamma = 1, \quad 9, \quad 19, \quad 99.$$

Il faut évidemment employer un autre dispositif interférentiel (ou à contraste de phase) pour observer la phase amplifiée ψ.

3. *Phénomène par réflexion* (objets larges). — Le principe de la mesure est le même qu'en lumière transmise, avec des franges sombres ou noires à la place des franges brillantes. Mais il y a lieu de reconsidérer les conditions optima pour la détection d'un faible déphasage.

L'existence des minima parfaitement nuls (on peut les obtenir même avec la première courbe absorbante) permet l'observation des objets de phase avec un contraste $C = 1$ en amenant un minimum noir à l'intérieur de l'objet. On a dans ce cas

$$\Phi + \varphi = 0.$$

Les conditions de formation de l'image sont très bonnes ici puisque la lumière diffractée

$$e^{i\varphi} - 1 \sim i\varphi = \varphi\, e^{\frac{i\pi}{2}}$$

est en opposition de phase avec la lumière directe, grâce à la discontinuité de la phase résultante ψ. En effet, ψ saute de $-\pi/2$ à $+\pi/2$ quand Φ passe par zéro (en négligeant l'affaiblissement proportionnel à Φ qu'avait subi l'amplitude de cette onde au cours de ses rencontres avec l'objet).

4. *Influence de la diffraction. Cas de l'interféromètre Perot-Fabry pour la lumière transmise contenant un objet déphasant de petites dimensions.* — La propagation en ondes planes est perturbée du fait des dimensions réduites de l'objet (ou de sa période spatiale).

Le phénomène de diffraction intervient et complique le problème de contraste par interférences. Il ne convient pas de le traiter comme phénomène parasite puisque c'est grâce à lui que l'objet est localisé dans l'espace.

On va établir l'expression de l'amplitude complexe résultant de l'interférence des ondes multiples perturbées par la présence d'un petit objet déphasant, en tenant compte de la diffraction. On se placera, dans cette étude préliminaire, dans le domaine de validité des approximations de Fresnel et de Lommel.

Le calcul doit permettre de déterminer l'intensité résultant des interférences dans le plan de front passant par l'objet.

La diffraction fait disperser sous la forme de variation d'amplitude le signal de l'existence de l'objet dans une large région autour de cet objet. Celui-ci est contenu dans l'onde résultante confondue, par hypothèse, avec le plan de mise au point.

On va chercher ici à établir ce qui reste de l'amplitude de cette onde en un point situé au centre de l'objet même (dans le cas de l'éclairage normal où les « ombres » successives par diffraction de l'objet à distance finie se superposent, centrées sur cet objet).

Soit donc (*fig.* 1) un petit défaut de planéité de la

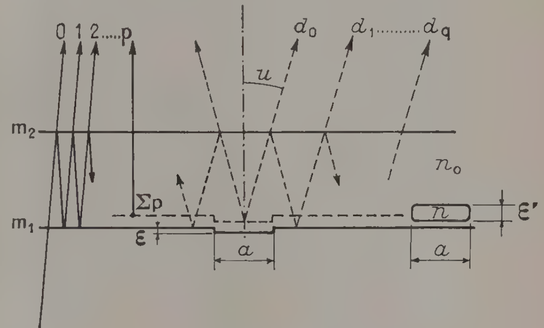


Fig. 1.

première surface m_1 ayant pour dimension a (on suppose $a \ll E_0$, mais aussi $a \gg \lambda$); sa profondeur est $\varepsilon \ll \lambda$. La différence de phase introduite est

$$\Delta\Phi = K\, 2\, n_0\, \varepsilon = \varphi.$$

L'amplitude complexe de l'onde plane d'ordre p (en négligeant l'affaiblissement proportionnel à φ^2 qu'avait subi l'amplitude de cette onde au cours de ses rencontres avec l'objet)

$$A_p = R^p\, e^{ip\Phi}$$

(en prenant pour unité la transmission T de m_1) devient, après son passage aller et retour par a,

$$A'_p = e^{i\varphi} R^p\, e^{ip\Phi} \simeq (1 + i\varphi) R^p\, e^{ip\Phi}.$$

Le premier terme constitue l'onde directe qui va donner naissance à l'onde A_{p+1} en conservant la direction de propagation de A_0.

Le terme contenant $i\varphi$ en facteur représente l'onde diffractée rayonnée dans tout l'espace avec une distribution qui, pour de petites valeurs de l'angle u et à grande distance, est caractérisée par la transformée de Fourier $\mathbf{T}_a(u)$ de l'ouverture dans un écran opaque ayant comme contour celui de l'objet a.

Mais l'onde diffractée, dérivée de l'onde directe d'ordre p, sur la figure 1, donne naissance à une série infinie d'ondes arrivant dans le plan d'observation m_1 avec des défauts de mise au point $2\, qE_0$ pour une onde d_q.

L'expression complète de A'_p s'écrit donc

$$A'_p = R\,e^{iKp\Phi} + i\varphi R^p e^{iKp\Phi} + \sum_{q=1,\ \nu=p+1}^{\infty} d_q R^\nu e^{iK\nu\Phi}$$

ou

$$A'_p = A_p + \sum_{q=1,\ \nu=p+1} d_q A_\nu ;$$

l'amplitude résultante est

$$A'_\infty = \sum_0^\infty A'_p .$$

On va mettre en facteur A_p ; on a

$$\sum_{q=1,\ \nu=p+1}^{\infty} d_q R^\nu e^{iK\nu\Phi} = R^p e^{iKp\Phi} \sum_{q=1}^{\infty} d_q R^q e^{iKq\Phi},$$

d'où

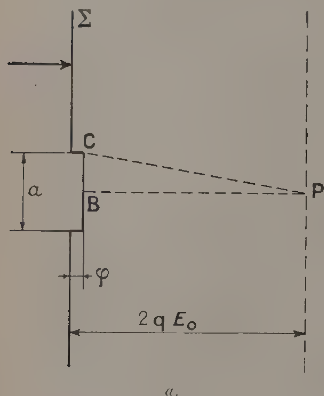
$$A'_p = A_p \left[1 + i\varphi + \sum_{q=1}^{\infty} d_q R^q e^{iKq\Phi} \right].$$

Ici, d_q est l'amplitude diffractée par l'objet déphasant a à distance finie égale à $2qE_0$.

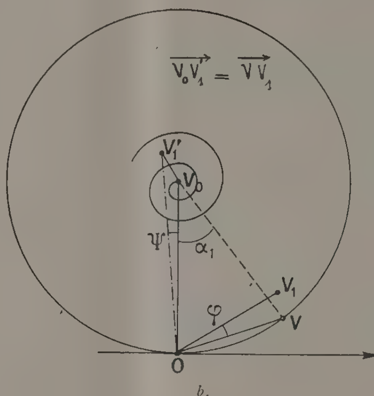
Cas d'un disque circulaire. — Il est facile de calculer l'amplitude d_0 aux sommets des ondes diffractées (*fig.* 2).

La construction de la figure 2 *b* montre OV_0 amplitude résultante due à l'onde Σ (*fig.* 2 *a*) tout entière (sans objet *a*). OV est l'amplitude due à l'ouverture circulaire *a* (dans un écran opaque), avec

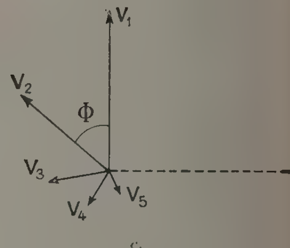
$$\alpha_1 = \frac{2\pi}{\lambda}(PC - PB) = K\frac{\left(\frac{a}{2}\right)^2}{2l}, \qquad \text{où} \quad l = 2E_0 ;$$



a.



b.



c.

Fig. 2.

OV_1 est le vecteur donnant l'amplitude due à l'objet déphasant.

Enfin, VV_0 représente l'amplitude envoyée par tout le plan de Σ à l'exception de *a* (écran opaque de diamètre *a*).

Pour α_1 et φ très petits, on a

$$\overline{OV_1} = \overline{OV} + \overline{VV_1}$$

et comme, d'autre part,

$$\overline{OV} + \overline{VV_0} = \overline{OV_0},$$

le vecteur $\overline{VV_1}$ ou $\overline{V_0V'_1}$ caractérise tout seul la diffraction de Fresnel sur l'axe par un disque déphasant.

On remarque que la phase résultante $\Psi = \widehat{\overline{OV'_1}, \overline{OV_0}}$ s'annule avec α_1. Donc, sur l'axe, il n'y a pas de déformation de l'onde plane Σ due à un petit objet déphasant circulaire.

L'amplitude diffractée $\overline{V_0V'_1}$ est en phase avec la lumière directe $\overline{OV_0}$, elle est égale à $\alpha_1\varphi = d_1$. On a

$$\alpha_1 = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{\left(\frac{a}{2}\right)^2}{2l} = \frac{s}{\lambda l}, \qquad \alpha_q = \frac{s}{\lambda_q l}, \qquad d_q = \varphi\frac{s}{\lambda l}\frac{1}{q}.$$

La figure 2 *c* montre la construction des vecteurs-amplitude diffractée V_1, V_2, V_3, ... de la série infinie ; on les obtient en faisant tourner l'origine des phases de la construction 2 *b* de l'angle Φ et en remarquant que le module de V_2 est $|V_2| = \frac{R}{2}|V_1|$, etc.

On obtient immédiatement

$$\sum_{q=1}^{\infty} d_q R^q e^{iKq\Phi} = \varphi\frac{s}{\lambda l}\sum_{q=1}^{\infty}\frac{[R\,e^{i\Phi}]^q}{q}$$

$$= \varphi\frac{s}{\lambda l}\,\mathrm{Log}\frac{1}{1 - R\,e^{i\Phi}} = \varphi\frac{s}{\lambda l}\,\mathrm{Log}\,A_\infty .$$

avec

$$A_\infty = \sum_\infty A_p = \frac{1}{1 - R\,e^{i\Phi}}.$$

L'amplitude résultante au centre de l'objet *a* s'écrit

$$A'_\infty = A_\infty\left[e^{i\varphi} + \frac{s}{\lambda l}\varphi\,\mathrm{Log}\,A_\infty\right].$$

L'amplitude non perturbée A_∞ est en facteur et il peut être avantageux de former une interprétation fictive équivalente du phénomène.

Sur la figure 3, on a séparé les effets des trois quantités entrant en jeu dans la formule donnant A'_{∞}.

L'onde Σ_0 présentant un retard φ/K en son centre correspond au terme $e^{i\varphi}$ ou à l'objet a en bonne mise au point.

Le faisceau d'ondes sphériques $\Sigma_1, \Sigma_2, \ldots, \Sigma_{\infty}$ représente le deuxième terme entre crochets (et aussi les facteurs $V_1, V_2, \ldots, V_{\infty}$ de la figure 2 *c*).

On observera que l'objet peut être « sorti » de l'interféromètre $m_1 m_2$ et placé avant lui.

L'ensemble des ondes Σ_0 et $\Sigma_1, \ldots, \Sigma_{\infty}$ interfère et constitue le champ de perturbation dû à un objet a placé entre m_1 et m_2. Ce champ est défini par le module et la phase de l'amplitude résultants de cette interférence dans le plan de mise au point Σ_0.

(Pour la détermination de ce champ, il faut tenir compte de la répartition non uniforme des amplitudes et des phases dans les ondes Σ, répartition qui est facile à établir dans le domaine de l'approximation de Fresnel-Lommel.)

La discussion numérique de l'expression A'_{∞} sera publiée dans une étude séparée. Ici, on constatera

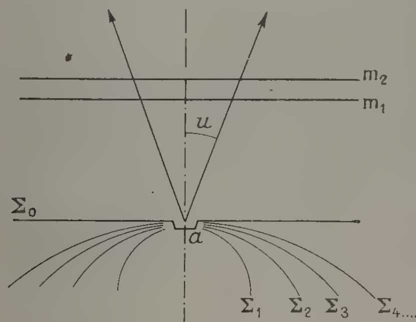


Fig. 3.

seulement que le contraste de l'image de a dû au terme en phase avec la lumière directe $(s/\lambda l)\,\varphi\,\mathrm{Log}\,A_{\infty}$ dépend de s/l et avec lui peut être très faible par rapport au contraste qui serait dû à la différentielle de la formule d'Airy

$$\Delta I(\Phi) = \varphi \frac{d}{d\Phi} I(\Phi).$$

Le premier terme $A(\Phi)\,e^{i\varphi}$ est l'onde primaire Σ_0 (*fig.* 3). Elle est modulée, lors du passage par $m_1 m_2$ qui joue le rôle de filtre.

On sait que le contraste de l'image de a est φ^2 (en l'absence de l'interféromètre). En abandonnant les conditions initiales, si u_0 est la direction de l'onde incidente, on voit que l'onde directe peut être affaiblie par le filtre $m_1 m_2$ [pour son phénomène à l'infini dans la direction u telle que $\Phi_0 \cos u \simeq \pi$], tandis que l'onde diffractée $e^{i\varphi}$ s'étalant autour de u, d'autant plus largement que a est plus petit, passe sans être arrêtée par le minimum de $A(u)$.

En conclusion donc, un objet déphasant peut être rendu visible par une sorte de contraste d'amplitude du type différentiel, et il n'est nullement nécessaire de le placer à l'intérieur de l'interféromètre.

On notera que les minima du phénomène en lumière transmise sont très plats, donc l'utilisation d'un interféromètre de ce type comme filtre d'amplitude, est peu avantageuse.

5. *Possibilité d'utilisation d'un interféromètre à ondes multiples en lumière réfléchie comme modificateur pupillaire.* — Si l'on renonce à la contribution

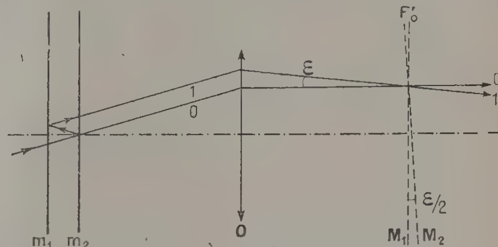


Fig. 4.

du terme $A\,(s/\lambda)\,l\,\mathrm{Log}\,A$, il reste l'action de $m_1 m_2$ en fonction de u qui agit comme filtre sur le rayonnement de $e^{i\varphi}$. On va voir qu'il est possible de remplacer ce filtre interférentiel $m_1 m_2$ à teintes plates placé dans l'espace objet par un filtre $M_1 M_2$ à variation linéaire d'épaisseur disposé dans la pupille de sortie de l'objectif d'observation O (*fig.* 4).

Pour une incidence oblique u_0, les surfaces M_1 et M_2 sont équivalentes aux surfaces m_1 et m_2 si elles forment entre elles un angle $\varepsilon/2$ tel que

$$\varepsilon = \frac{l}{f} u_0.$$

Ce système facilite l'utilisation des interférences en lumière réfléchie présentant des avantages sur celui qui utilise la lumière transmise.

Les minima de ces franges observés en lumière réfléchie sont étroits et peuvent être nuls, quelle que soit la valeur des R. L'amplitude moyenne est très grande. Ces propriétés permettent d'affaiblir

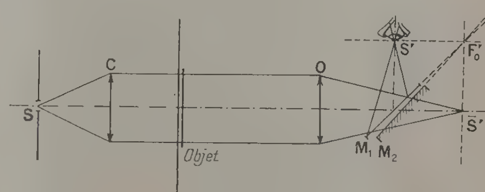


Fig. 5.

à volonté le faisceau direct presque sans perte de lumière.

Le schéma du dispositif est donné sur la figure 5

On projette l'image de la fente S du collimateur C au voisinage de la frange noire de l'interféromètre en coin $M_1 M_2$ pour la lumière réfléchie travaillant obliquement.

On s'arrange pour que ces franges se forment dans le plan focal F'_0 et l'on place l'œil en S'. Il est évidemment nécessaire de mettre un polariseur P avant $M_1 M_2$.

On observe une image qui résulte de la superposition d'une série infinie d'images dont chacune

est décalée de εf par rapport à la suivante et dont les amplitudes décroissent rapidement. Ces ondes-images interfèrent avec une différence de phase Φ que présente $M_1 M_2$ au centre de la pupille. L'onde d'ordre o, réfléchie seulement en M_1, est en opposition de phase avec l'onde suivante.

Si la distance εf est de l'ordre de $\lambda/\sin u$ ou plus petite, cette démultiplication de l'image n'est pas gênante. Dans ces conditions, le contraste principal de l'image d'un objet déphasant ponctuel est

$$C = \varphi \frac{1}{1 - R} \frac{1}{|A_R|} \sin \psi_R,$$

où

$$A_R = \frac{1}{1 - R} e^{i(n-\Phi)} + A$$

est l'amplitude résultante du phénomène en lumière réfléchie (A est celle du phénomène en lumière transmise).

Ce contraste est très efficace puisque A_R présente des minima nuls. (Il est possible d'avoir des minima parfaitement noirs, même en présence de l'absorption de M. Il suffit que R_1 et R_2 soient dans un certain rapport $R_2/R_1 > 1$.)

ψ_R est la phase résultante de A_R, elle tend vers $\pm \pi/2$ en même temps que A_R tend vers zéro.

Il faut noter que, malgré l'apparence (expression de C dans ce cas particulier), l'image obtenue ne s'apparente pas à celle que l'on observe avec un dispositif de Zernike à contraste de phase. On peut classer le dispositif proposé parmi les interféromètres du type différentiel.

SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE.

SÉANCE DU 22 JANVIER 1954.

1. — Sur une image simple du phénomène de fission nucléaire;

par M. D. Curie,
Laboratoire de Physique du S. P. C. N.

Pour expliquer l'asymétrie de la fission, on considère le noyau d'uranium comme constitué d'un cœur doublement magique entouré d'une membrane de nucléons, la fission consistant en l'arrachement de cette membrane. Application à la courbe des rendements de fission.

Un article détaillé sera publié au *Journal de Physique*.

2. — Sur les photons de réarrangement consécutifs à l'autoionisation, et le spectre de freinage interne du nuclide ^{32}P;

par M. G. A. Renard,
Collège de France, Laboratoire de Chimie Nucléaire.

Dans une publication précédente [1], j'ai étudié par la méthode du compteur proportionnel le spectre des photons de freinage interne du nuclide ^{32}P, dans la bande d'énergie de 3 à 30 keV.

L'accord avec la théorie s'est montré satisfaisant. Le dispositif expérimental (*fig.* 1) comportait une

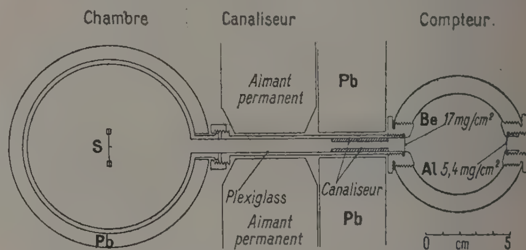


Fig. 1. — Schéma du dispositif expérimental.

fenêtre de beryllium (17 mg/cm²) et n'avait pas une transparence suffisante au-dessous de 5 keV, ce qui limitait la précision. J'ai recommencé la même expérience en utilisant une fenêtre de formvar de 1 mg/cm² suffisamment transparente jusqu'à 1,5 keV. Le dispositif expérimental, le processus des mesures et l'analyse des résultats sont similaires à ceux utilisés dans l'article antérieur [1].

Dans une première expérience effectuée avec un compteur d'aluminium et un canaliseur d'aluminium, j'ai obtenu la courbe expérimentale de la figure 2. La partie droite de la courbe entre 5 et 9 keV montre une décroissance en bon accord avec la forme et la

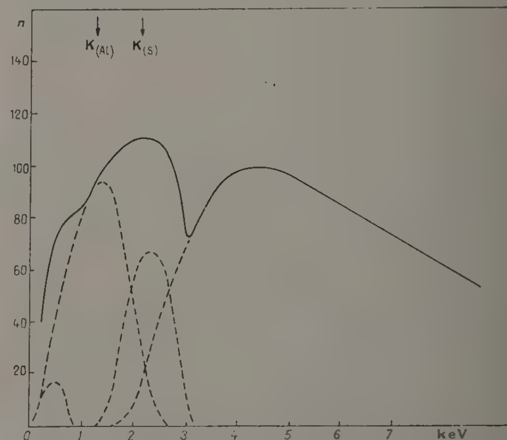


Fig. 2. — Spectre de photons émis par ^{32}P. Compteur aluminium, canaliseur aluminium; en pointillé : essais de décomposition.

valeur absolue du freinage interne calculée d'après la théorie [2] à [4].

La partie gauche de la figure vers l'énergie de 2 keV peut être décomposée en deux raies, l'une de 1,4 keV (photons K de l'aluminium), l'autre de 2,3 keV (photons K du soufre).

Du fait des imprécisions statistiques, un certain

arbitraire préside à une telle décomposition. On peut toutefois espérer supprimer les photons K dus à l'aluminium en utilisant un dispositif expérimental sans aluminium.

Dans une seconde expérience représentée figure 3, le compteur est en laiton et le canaliseur en plexiglas. La raie d'énergie 2,3 keV est attribuable au réarrangement du cortège, consécutif au phénomène d'autoionisation [5] à [8]. L'écart quadratique moyen de cette raie a été déterminé en tenant compte de l'erreur due au bruit de fond de l'appareillage électronique (soit a son écart quadratique moyen) et de l'erreur provenant de la fluctuation du nombre de paires d'ions, soit b son écart quadratique moyen. J'ai supposé [9] que b est inversement proportionnel à n, n étant le nombre de paires d'ions initiaux; l'écart quadratique moyen total est alors $c = (a^2 + b^2)^{1/2}$.

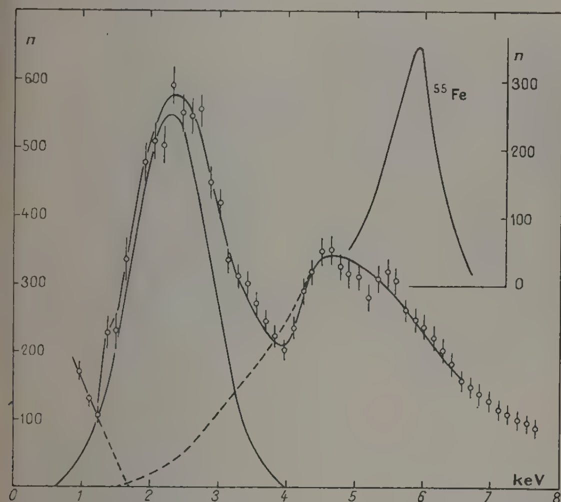


Fig. 3. — Spectre de photons émis par ^{32}P. Compteur laiton, canaliseur plexiglas. En haut et à droite, raie étalon (^{55}Fe). Les barres d'erreur représentent l'écart-type.

J'ai vérifié cette relation empirique pour divers corps étalons et divers facteurs de multiplication.

Les points expérimentaux (*fig.* 3) se placent d'une manière satisfaisante de part et d'autre de la courbe de Gauss, ainsi tracée; l'intensité en photons de cette raie est $4{,}52.10^{-4}$ par désintégration, valeur compatible avec la théorie.

La forme de la courbe de 4 à 8 keV est en bon accord avec la forme théorique du spectre de ralentissement interne; cependant les valeurs calculées d'après la théorie sont d'environ 15 pour 100 inférieures aux valeurs expérimentales. Il est difficile de dire dans quelle mesure la théorie qui utilise l'approximation de Born est valable pour ces énergies.

Pour expliquer que le spectre de ralentissement interne semble commencer vers 1,5 keV, on peut supposer une conversion interne des photons de ralentissement interne ayant une énergie légèrement supérieure à celle du niveau K. Les calculs de Spinrad et Keller [10] donnent alors un coefficient de conversion interne de seuil minimum de 300; si la théorie du ralentissement interne est encore valable pour de telles énergies, les électrons de conversion donneraient lieu au réarrangement de la couche K, ce qui, compte tenu du facteur de fluorescence, reviendrait à diminuer de 5 pour 100 la valeur attribuée à l'effet d'autoionisation.

Des expériences, pour préciser ces résultats tant dans le cas de ^{32}P, que dans le cas d'autres nuclides de Z différents, sont en cours.

[1] Renard G. A. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 361.
[2] Bloch F. — *Phys. Rev.*, 1936, **50**, 272.
[3] Knipp J. K. et Uhlenbeck E. — *Physica*, 1936, **3**, 425.
[4] Wang Chang C. S. et Falkoff D. L. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 365.
[5] Migdal A. — *Phys. Exp. et Theor. U.R.S.S.*, 1941, **11**, 207.
[6] Levinger J. S. — *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 11.
[7] Schwartz H. M. — *J. Chem. Physics*, 1953, **21**, 45.
[8] Benoist-Gueutal P. — *Thèse*, Paris, 1952.
[9] Pontecorvo B. — *Helv. Phys. Acta*, 1950, **22**, suppl. 3, 97.
[10] Spinrad B. I. et Keller L. B. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 1056.

3. — Séparation des isotopes du technetium et identification du nombre de masse d'une transition isomérique de 390 keV;

par M. R. Bernas et Mlle J. Beydon,

Service de Physique nucléaire
et Section des Radioéléments artificiels
du Commissariat à l'Énergie atomique.

L'étude des isotopes du technetium est rendue difficile, d'une part par l'absence d'isotopes stables de cet élément et, d'autre part, du fait qu'ils sont généralement obtenus par irradiation de molybdène dont il existe sept isotopes stables d'abondances relatives voisines.

L'emploi de molybdène enrichi en un de ses isotopes a facilité l'étude de certaines activités sans toutefois lever le doute dans de nombreux cas. La méthode consistant à effectuer une séparation isotopique après irradiation permet, par contre, d'isoler dans de bonnes conditions les activités correspondant à chacun des isotopes et de déterminer ainsi le nombre de masse correspondant à chaque activité.

Nous avons utilisé cette méthode pour préciser le nombre de masse de l'isotope dans lequel s'effectue la transition isomérique de 390 keV mise en évidence dans le technetium par Medicus, Preiswerk et Scherrer [1] et dont l'attribution au ^{92}Tc ou au ^{93}Tc n'a pu être précisée. L'intérêt de cette détermination résulte de ce que :

1° si elle est due au ^{93}Tc, elle met en cause la généralité des considérations formulées par Goldhaber et Hill [2] sur les relations entre l'espacement des niveaux nucléaires et le nombre de nucléons du noyau;

2° si elle est due au ^{92}Tc, elle constitue un des très rares cas de transition isomérique de type M 4 dans un noyau à nombre pair de nucléons.

Compte tenu du faible rendement de la séparation

isotopique ($\sim 1/1000^e$) et de la période courte de cette transition (44 mn), la durée de chacune des opérations suivantes a dû être réduite au minimum et les méthodes usuelles de chimie du technetium n'ont pu être employées.

1° Irradiation d'une cible de molybdène métallique par les deutérons du cyclotron du Collège de France.

2° Séparation chimique Mo—Tc par distillation fractionnée des chlorures sous pression réduite (10^{-2} mm Hg).

3° Séparation isotopique (un faisceau auxiliaire d'ions Mo^+ non activés étant nécessaire pour définir le point d'impact des isotopes du technetium sur le collecteur).

4° Étude de l'activité des dépôts aux masses 92, 93 et 94.

Les opérations 2° et 3° ont été effectuées au C.E.A., à Châtillon et la dernière a dû être effectuée au C.E.A., à Saclay.

Chacun des trois dépôts mentionnés fut disposé devant un compteur à scintillations et la raie de 390 keV ne fut observée que pour le ^{93}Tc.

Il sera nécessaire d'entreprendre l'étude de l'état fondamental de cet isotope pour permettre de statuer définitivement sur le fait que les considérations générales formulées par Goldhaber et Hill ne peuvent être appliquées aux isomères du technetium.

[1] Medicus H., Preiswerk P. et Scherrer P. — *Helv. Phys. Acta*, 1950, **23**, 299.
[2] Goldhaber M. et Hill R. D. — *Rev. Mod. Physics*, 1952, **24**, 179.

SÉANCE DU 19 MARS 1954.

1. — Corrélations angulaires $\alpha - \gamma$ dans Io (^{230}Th);

par Mme P. Benoist, MM. P. Falk-Vairant, J. Teillac et G. Valladas,

Laboratoire Curie, Institut du Radium et Centre d'Études nucléaires de Saclay.

Nous avons utilisé la propriété des chambres d'ionisation à collection électronique sans grille, de fournir une impulsion qui caractérise l'angle d'émission de la particule α [1], pour construire un dispositif de mesure des corrélations angulaires $\alpha - \gamma$ formé d'une chambre d'ionisation remplie d'un mélange argon-CO_2 et d'un compteur à scintillations. Ce dernier, placé selon l'axe de symétrie de la chambre, fixe la direction du rayonnement γ étudié. La composante électronique des impulsions de la chambre qui sont en coïncidence avec celles du photomultiplicateur, est analysée dans un sélecteur à dix canaux. Ce dispositif présente les avantages suivants :

1° On mesure simultanément dix points de la corrélation entre 90 et 180°;

2° Toutes les particules α émises dans l'angle solide compris entre deux cônes d'angles au sommet θ et $\theta + d\theta$ participent à la corrélation.

Dans l'ionium, nous avons mesuré successivement les corrélations angulaires $\alpha_1 - \gamma$ (68 keV), $\alpha_2 - \gamma$ (142 keV) et α_1— L [2], [3], où L représente presque exclusivement le rayonnement X de réarrangement consécutif à la conversion interne dans les sous-couches L_{II} et L_{III} du rayonnement de 68 keV.

L'analyse des résultats expérimentaux par la méthode des moindres carrés donne, pour le rayonnement de 68 keV,

$$w_1(\theta) = 1 + 0,338\,P_2(\cos\theta) - 0,969\,P_4(\cos\theta);$$

pour le rayonnement de 142 keV,

$$w_2(\theta) = 1 + 0,376\,P_2(\cos\theta) - 0,225\,P_4(\cos\theta);$$

pour le rayonnement L,

$$w_3(\theta) = 1;$$

$w_1(\theta)$ et $w_2(\theta)$ sont compatibles avec les fonctions théoriques de corrélation correspondant aux spins 0, 2, 0 et 0, 4, 2 respectivement; mais il est nécessaire d'introduire, dans les expressions théoriques, des facteurs d'atténuation qui multiplient les coefficients des polynômes de Legendre, pour retrouver les corrélations expérimentales. On obtient

$$G_2 = 0,47, \quad G_4 = 0,56 \quad \text{pour } w_1(\theta),$$
$$G_2 = 0,74, \quad G_4 = 0,61 \quad \text{pour } w_2(\theta).$$

On peut penser que cette atténuation de la corrélation est due au couplage du moment quadripolaire du noyau dans l'état intermédiaire avec les champs extérieurs. En effet, les coefficients G calculés théoriquement [4] dépendent du paramètre $\omega\tau$, où

$$\omega \sim \frac{Q}{J(2J-1)},$$

τ, Q et J étant respectivement la vie moyenne, le moment quadripolaire et le spin de l'état intermédiaire; les valeurs obtenues pour G_2 et G_4 conduisent à une même valeur de $\omega\tau$

$$(\omega\tau)_2 = 1 \quad \text{pour } w_1(\theta),$$
$$(\omega\tau)_4 = 0,13 \quad \text{pour } w_2(\theta).$$

Les deux niveaux excités étudiés du ^{226}Ra sont ainsi caractérisés par les spins 2 et 4 et la parité +. Ce résultat confirme l'idée de Aage Bohr [5] selon laquelle ces niveaux excités du ^{226}Ra sont des niveaux de rotation. La théorie de A. Bohr dans ce cas donne

$$\omega\tau \sim \frac{2J+1}{J(J-1)(2J+3)}\,\frac{1}{E^5}\,\frac{1}{1+\alpha},$$

où α et E sont respectivement les coefficients de conversion et les énergies des rayonnements γ. On trouve ainsi pour le rapport

$$\frac{(\omega\tau)_4}{(\omega\tau)_2} = 0,11 \pm 0,04.$$

Ce résultat est compatible avec

$$\frac{(\omega\tau)_4}{(\omega\tau)_2} = 0,13$$

déduit des valeurs expérimentales des coefficients G_2 et G_4.

Dans le cas du rayonnement L, on montre théoriquement que le rayonnement L_{II} ne donne pas de corrélation et le rayonnement L_{III} une anisotropie trop faible pour qu'on puisse la mettre en évidence expérimentalement [6].

[1] NAGGIAR V. — Communication privée.
ROSSI B. et STAUB H. — Ionisation chambers and counters, Ed. Mc Graw Hill, New-York, 1949.
[2] FALK-VAIRANT P., TEILLAC J., VALLADAS G. et BENOIST P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 1409.
[3] BENOIST P., TEILLAC J., VALLADAS G. et FALK-VAIRANT P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 1656.
[4] ABRAGAM A. et POUND R. V. — *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 943.
[5] BOHR A. et MOTTELSON B. R. — *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 1953, **27**, n° 6.
[6] BENOIST P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 1498.

(*) 2. — Freinage interne du ^{32}P et ^{90}Y;

par MM. A. MICHALOWICZ et R. BOUCHEZ,
Institut du Radium, Laboratoire Curie, Paris.

On a étudié le spectre γ du rayonnement de freinage interne accompagnant le spectre β permis du ^{32}P et le spectre β interdit de ^{90}Y à l'aide d'un spectromètre γ à scintillations [1]. L'étude du rayonnement de freinage accompagnant le spectre β permis du ^{32}P a déjà été effectuée par Novey [2] et Bolgiano et al. [3]; on a indiqué sur la figure 1 la comparaison de nos résultats à ceux de Novey. L'accord avec la théorie de Knipp et Uhlenbeck est satisfaisant aux points de vue de l'intensité et de la forme du spectre; toutefois un léger excès de photons semble encore exister dans la région de 100 keV.

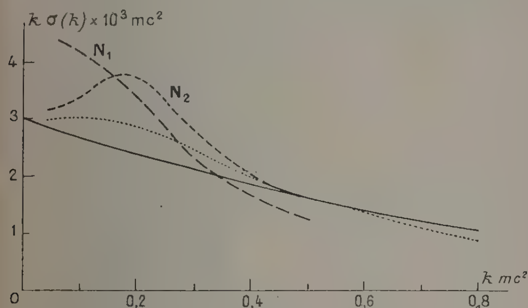


Fig. 1. — Rayonnement γ de freinage du ^{32}P :

$$\int_0^{400\,\text{keV}} k\,\sigma(k)\,\mathrm{d}k = \begin{cases} 1{,}55.10^{-3}\,mc^2 \text{ (théorie)}, \\ (1{,}7 \pm 0{,}25).10^{-3}\,mc^2 \text{ (expérience)}. \end{cases}$$

———, courbe théorique; — — —, N_1, résultat de Novey [2], géométrie moyenne; - - - - - -, N_2, résultats de Novey [2], bonne géométrie; . . . ., résultats des auteurs.

Dans le cas de ^{90}Y, les résultats détaillés obtenus à l'aide d'une source sans matière (provenant de ^{90}Sr) sont donnés dans [1]; comme dans le cas du ^{32}P, en première approximation l'accord est bon aux points de vue de l'intensité et de la forme du spectre γ; mais il y a aussi un excès de photons (¹) vers 100 keV. La comparaison avec la théorie peut encore, dans le cas des transitions interdites, s'effectuer en utilisant les résultats de la méthode de calcul de Knipp et Uhlenbeck qui diffèrent très peu de ceux obtenus par la théorie rigoureuse des perturbations avec états intermédiaires [4]. On obtient pour l'énergie du rayonnement électromagnétique par émission β :

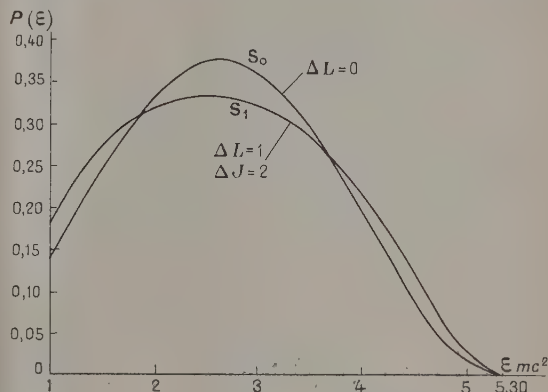


Fig. 2. — Spectres β de ^{90}Y : S_1 est le spectre réel ($\Delta L = 1$, $\Delta J = 2$), S_0 le spectre permis correspondant à la même énergie maximum ε_0. Les aires des spectres S_0 et S_1 sont égales à l'unité.

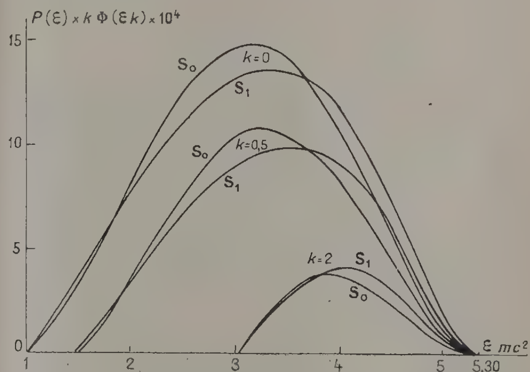


Fig. 3. — Valeurs de l'énergie électromagnétique en fonction de l'énergie ε des électrons de ^{90}Y dans le cas du spectre réel S_1 et du spectre permis correspondant S_0. L'intégration pour k petit fait disparaître presque complètement les différences entre S_0 et S_1.

$$k\,\sigma(k)\,\mathrm{d}k = \mathrm{d}k \int_{1+k}^{\varepsilon_0} P(\varepsilon)\,k\Phi(\varepsilon, k)\,\mathrm{d}\varepsilon$$

qui dépend de la forme du spectre β donnée par $P(\varepsilon)$; on a donc en principe des résultats différents pour un spectre permis ou un spectre interdit (*fig.* 2); mais, étant donné qu'un photon d'énergie k peut

(¹) Cet excès semble dû partiellement à des photons de freinage externe.

être rayonné par tout électron d'énergie au moins égale à $1+k$, l'intégration sur toutes les énergies possibles des électrons fait disparaître presque identiquement les différences dues à la forme des spectres β (*fig.* 3).

Il serait nécessaire d'effectuer une étude expérimentale plus précise, en particulier de faire des coïncidences entre les photons de freinage ($w_\gamma \lesssim 500$ keV) et les électrons de 1 MeV environ (cf. *fig.* 3), pour distinguer entre un spectre β permis et interdit.

[1] Michalowicz A. — *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 156.
[2] Novey T. B. — *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 672.
[3] Bolgiano P., Madansky L. et Rasetti F. — *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 679.
[4] Wang Chang C. S. et Falkoff D. L. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 365.

SECTION SUD-OUEST
(*Bordeaux*).

SÉANCE DU 21 JANVIER 1954.

(*) 1. — Réflecteur cristal-résonateur;

par R. de Magondeaux.

Attaqué par une émission électromagnétique à impulsions, tout obstacle renvoie un écho. La forme en est peu différente de celle de l'impulsion incidente; pour identifier l'obstacle, on a toujours dû jusqu'à présent le munir d'un *répondeur actif* [1], [7].

Or, il vient d'être montré [2] qu'un *répondeur passif* muni d'un quartz peut modifier énormément la forme de sa réponse. Cette conférence résume les expériences fondamentales et les analyse [3].

1. Expérimentation. — Les impulsions incidentes ont été émises par un générateur perfectionné,

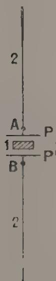


Fig. 1.

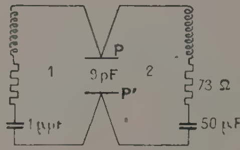


Fig. 2.

prêté par le Centre National d'Études des Télécommunications. Tous les accords ont été réalisés sur la fréquence $f_0 = 40$ MHz. Seules ont été utilisées les impulsions rectangulaires, leurs durées et leurs fréquences de récurrence pouvant varier dans de grands intervalles.

Le réflecteur est un résonateur demi-onde au milieu duquel a été inséré un quartz de fréquence fondamentale f_0 (*fig.* 1).

Le dispositif expérimental (*fig.* 2) consiste essentiellement à envoyer la différence de potentiel v_2, prise aux

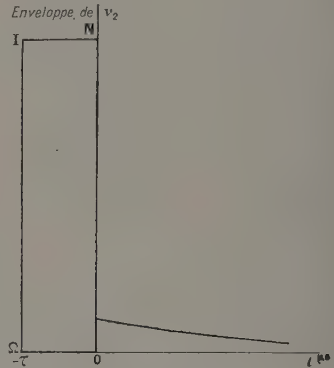


Fig. 3.

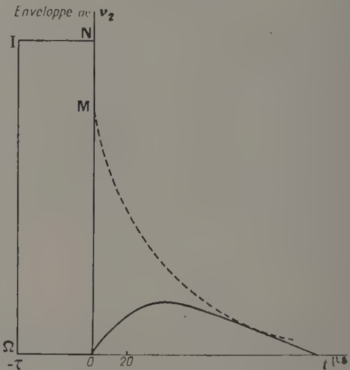


Fig. 4.

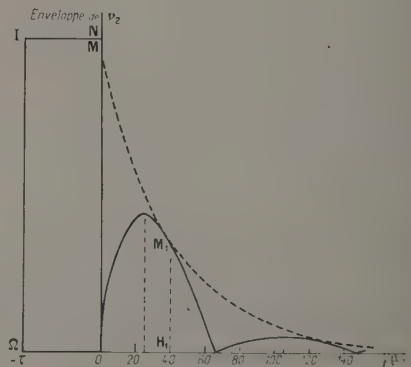


Fig. 5.

bornes AB, à la déviation verticale d'un oscillographe cathodique. Les diagrammes représentent l'enveloppe des oscillations détectées; on peut les classer en trois types (*fig.* 3, 4 et 5).

L'*écho* normal ΩINO, simultané au passage de

l'impulsion incidente, est peu modifié par la mise en place du quartz; mais il est alors suivi d'une *réponse* supplémentaire qui commence à la fin de l'impulsion, instant pris pour origine sur les diagrammes. Cette réponse peut se présenter comme une traînée de la précédente (*fig.* 3) ou en être complètement séparée. Elle consiste alors en un train d'ondes unique (*fig.* 4) ou en une succession de paquets d'ondes (*fig.* 5) d'intensité de crête décroissante dont seul le premier est important pratiquement et dont le retard sur la fin de l'impulsion est réglable.

Ce dernier diagramme, très caractéristique, suggère l'idée d'un battement entre deux circuits couplés. On est alors conduit à introduire les circuits équivalents au quartz et au résonateur (*fig.* 2) et à utiliser leurs constantes qu'on affectera des indices 1 et 2. Il y a, au problème, trois paramètres : les coefficients de couplage x et de surtension Q_1 et Q_2 (ou d'amortissement a_1 et a_2, liés aux précédents par $a_1 Q_1 = a_2 Q_2 = \pi f_0$). Des constantes de construction, on peut déduire :

$$\left.\begin{array}{ll} Q_1 \simeq 5\,000, & a_1 \simeq 0{,}025.10^6; \\ Q_2 \simeq \quad 10, & a_2 \simeq \quad 12.10^6; \\ x_1 \simeq \dfrac{1}{3\,000} \ (^1). & \end{array}\right\} \qquad (1)$$

La valeur de Q_2 se vérifie directement par le relevé d'une courbe de résonance; celles de Q_1 et x le seront dans la suite.

2. Analyse de la première phase : charge du quartz pendant le passage de l'impulsion. — Si I_1 est l'amplitude du débit dans le circuit équivalent au quartz, I_s en étant la valeur de saturation, la loi de charge est

$$I_1 = I_s[1 - e^{-a_1(t+\tau)}] \qquad (2)$$

et celle de la décharge serait, en l'absence du résonateur,

$$I_1 = I_0\, e^{-a_1 t}. \qquad (3)$$

La figure 6 montre l'aspect des phénomènes.

Soit τ_0 la durée nécessaire de l'impulsion pour obtenir pour I_0 les 80 pour 100 de I_s; on montre facilement que

$$a_1 = \frac{1{,}6.10^6}{\tau_0^{\mu s}}, \qquad (4)$$

d'où, à la fréquence f_0,

$$Q_1 \simeq 80\,\tau_0^{\mu s}.$$

Avec le quartz utilisé l'expérience a donné, pour τ_0, la valeur de 60 μs; on retrouve bien la valeur déjà connue de Q_1.

Dans tous les états transitoires du quartz, le facteur $e^{-a_1 t}$ intervient et de même le facteur $e^{-a_2 t}$ pour le résonateur. Les pentes abruptes (ΩI et NO) des fronts avant et arrière de la première réponse à l'impulsion (écho proprement dit) sont bien en cohérence avec le fait que a_2 est 500 fois plus grand que a_1; les états transitoires du résonateur apparaissent instantanés.

(1) Ce couplage naturel, par les plateaux PP', est modifiable; il peut alors devenir aussi bien magnétique qu'électrostatique.

3. Analyse de la deuxième phase : décharge du quartz après le passage de l'impulsion. — Soient

$$v_2 = V_2 \cos\omega_0 t \qquad (\omega_0 = 2\pi f_0) \qquad (5)$$

les oscillations enregistrées durant la phase précédente; la hauteur ON du rectangle ΩINO est une mesure relative de V_2.

Si l'on tient compte de la réaction du résonateur sur le quartz, un calcul classique [4], qu'on peut commodément effectuer par le calcul opérationnel [5] montre que, pendant cette deuxième phase de la réponse, les oscillations ont pour équations

$$v_2 \simeq -\left[e^{-at}\frac{I_0}{I_s} Q_1 x V_2 \sin\frac{\omega_0 x}{2} t\right] \cos\omega_0 t, \qquad (6)$$

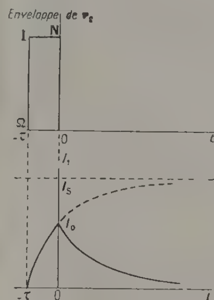


Fig. 6.

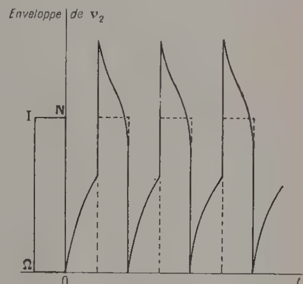


Fig. 7.

car $a_1 \ll \omega_0$ et $a_2 \ll \omega_0$; on pose

$$a = \frac{a_1 + a_2}{2}.$$

A. *Vérification des valeurs de x et de Q_1; variations des données. — Vérification de la valeur de x.* — Le crochet de l'équation (6) met bien en évidence un phénomène de battements entre les pulsations $\omega_0[1 + (1/2)x]$ et $\omega_0[1 - (1/2)x]$, la fréquence des battements étant

$$f = x f_0. \qquad (7)$$

Sur la figure 5, cette fréquence est 80 μs⁻¹. En accord avec (1), l'équation (7) donne $x = 1/3\,200$.

Vérification de la valeur de Q_1. — Soit r le rapport A_1/A_2 des deux premiers maxima de la figure 5. Avec $OH_1 = 40$ μs, on a sensiblement $OM/H_1M_1 = \sqrt{r}$. Le rapport $OM/ON = (I_0/I_s)\, Q_1 x$ donne alors

$$Q_1 = \frac{\sqrt{r}}{\left(\dfrac{ON}{H_1M_1}\right)\left(\dfrac{I_0}{I_s}\right)x} = 4\,800, \qquad (9)$$

d'où $a_1 = 0{,}026.10^6$ (*cf.* § 1) moyennant les mesures

$$r = 8{,}5, \qquad \frac{I_0}{I_s} = 0{,}65 \qquad \frac{ON}{H_1M_1} = 3, \qquad x = \frac{1}{3\,200}.$$

Variations des données. — Si x augmente, les ordonnées s'élèvent et les battements se resserrent. Le jeu de la fréquence de récurrence permet d'obtenir une réponse supérieure à l'écho (*fig.* 7).

Si x diminue, les battements s'espacent et disparaissent : la figure 5 devient la figure 4. Durant toute la décharge, on peut, dans (6), égaler le sinus à l'arc. Si, de plus, la réaction du résonateur devenait négligeable, on aurait à la place de (6)

$$v'_2 = -\left[e^{-a_1 t} \frac{I_0}{I_s} \frac{1}{2} x^2 Q_1 \omega_0 V_2 \frac{1 - e^{-(a_2 - a_1)t}}{a_2 - a_1} \right] \cos \omega_0 t, \qquad (6')$$

l'amortissement général étant celui du quartz. Du reste, les formules (6) et (6′) seraient alors identiques si a_2 était voisin de a_1; et, de fait, tout se passe bien comme s'il en était ainsi (*cf.* § B). Si du reste a_2 gardait sa valeur (1), le facteur exponentiel de (6) amènerait une extinction pratiquement instantanée de toute réponse et, de même, la formule (6′) donnerait un maximum $(I_0/I_s)\ Q_1 Q_2 x^2 V_2$, soit $V_2/300$ environ, au temps $(1/a_2)$s très proche de zéro, c'est-à-dire une réponse analogue à celle de la figure 3, elle-même analogue à celle de la décharge du quartz (*fig.* 6), mais en réalité tout à fait invisible. Étudions cette question.

B. *Amortissement du résonateur pendant la décharge du quartz.* — Reprenons la figure 5. La résolution de l'équation

$$e^{a\,80.10^{-6}} = r\,(= 8,5) \qquad (10)$$

donne

$$x = 0,026.10^6 \qquad (11)$$

($\simeq a_1$ et bien différent de $(a_1 + a_2)/2$).

Même résultat en portant l'abscisse t_1 du premier maximum dans

$$\operatorname{tg} \frac{\omega_0 x}{2} t_1 = \frac{\omega_0 x}{2a} \qquad (t_1 = 25\,\mu s). \qquad (12)$$

Ces valeurs de a et de t_1, introduites dans l'équation (6), donnent $A_1/ON = 0,41$, en excellent accord avec la figure 5.

Enfin, qualitativement, la seule forme de la crevasse en O aux figures 5 et 4 (à pic sur la gauche, inclinée à droite) pose elle-même, d'une manière inéluctable, le problème de la chute, au temps zéro, de l'amortissement a_2 du résonateur. Comment y répondre ?

On sait [6] que le vecteur de Poynting est tangent à la surface de toute antenne émettrice : il n'y correspond donc aucun rayonnement. Le rayonnement d'énergie ne peut sortir que de la petite région centrale de couplage de l'oscillateur à l'antenne; c'est dans cette région centrale que se localise la résistance de rayonnement. En dehors, les branches de l'antenne ne font que régler la quantité d'énergie rayonnée dans l'espace et régler sa distribution, à la manière d'un guide d'onde. Or, dans le montage de la figure 1 la région du couplage au résonateur de l'oscillateur (qui est ici le quartz lui-même) se trouve strictement réduite à la région occupée par le quartz lui-même. Tout se passe alors comme si toute l'énergie sortait directement du quartz; bien entendu, il en résulte un accroissement de l'amortissement du quartz (dans la proportion de 1 à $1 + Q_1 Q_2 x^2$, ici peu différente de 1); mais il n'y aurait plus ensuite, en cette deuxième phase de la réponse, à affecter le résonateur de son amortissement propre — sauf cependant de celui qui correspond à sa résistance ohmique haute fréquence et qui est du même ordre de grandeur que a_1.

En général la région du couplage s'élargit lorsqu'on le modifie; de fait, l'amortissement propre du résonateur réapparaît alors peu à peu : le coefficient a augmentant, l'abscisse du premier maximum, égale à $1/a$, diminue et l'on passe de la figure 4 à la figure 3 où la remontée à droite de la crevasse est aussi rapide pratiquement que la descente NO à gauche.

En même temps, l'ordonnée du point M diminue rapidement et toute réponse (après le passage de l'impulsion) redevient invisible bien avant que le résonateur ait retrouvé tout son amortissement, comme si le résonateur était un simple résonateur nu.

4. *Conclusions pratiques.* — Classons quelques applications du comportement analysé :

1° Identification du répondeur, malgré la simplicité et la passivité de celui-ci, par la forme de la réponse;

2° Retard de la réponse du répondeur (réglable par x). Par exemple, un récepteur-oscillateur monolampe, dérivé des montages à superréaction, pourra à lui tout seul réaliser un petit radar pour faibles distances, pour lesquelles du reste les grands radars ne fonctionnent plus efficacement; le dispositif n'étant sensible à la réception que durant un très court intervalle de temps entre les impulsions émises [7], aucune commutation n'est nécessaire pour passer de l'émission à la réception; la puissance des impulsions W W peut rester faible, car la sensibilité $E\,\mu$V/m est excellente et la portée est proportionnelle à $W^{\frac{1}{4}}/E^{\frac{-1}{2}}$;

3° Étalement de la réponse entre deux impulsions, équivalant à une émission entretenue susceptible d'être modulée parfaitement;

4° Augmentation pratique de l'intensité de l'écho.

[1] David P. — Le Radar, Presses Universitaires, 1953, p. 91 et 107.
Roberts. — Radar Beacon.

[2] de Magondeaux L. — Communication au Congrès aéro-électronique du 1er juillet 1953; Brevets en France et à l'étranger, déposés en 1951 et 1952.

[3] de Magondeaux L. et R. — Répondeur passif de Radar *Onde électrique*, août-septembre 1952 (Communication illustrée d'expériences, présentée à la Société des Radioélectriciens le 20 octobre 1952).

[4] Bruhat G. — Cours de Physique générale, Mécanique, 1948, p. 430-432 et 404-435.

[5] Angot A. — Compléments de Mathématiques, 1949. Papin D. et Kaufmann. — Cours de calcul opérationnel, 1950.

[6] Roubine E. — Cours de lignes haute fréquence (E.S.E.), Ant. vol. I, p. 69.

[7] Whitehead J. R. — Super-regenerative receivers, Cambridge University Press, 1950.

2. — Impressions de visites aux Observatoires des U. S. A. (été 1953);

par M. J. Rösch.

SÉANCE DU 25 FÉVRIER 1954.

(*) **1. — Le modèle métallique et la polarisation fondamentale de la fluorescence;**

par M[lle] E. LAFFITTE.

La polarisation fondamentale p_0 de la fluorescence est liée à la forme des oscillateurs d'absorption et d'émission dont dépend le processus de la fluorescence. p_0 a sa valeur maximum lorsqu'on excite la fluorescence par la bande d'absorption contiguë à la bande de fluorescence. Cette dernière étant due à la transition électronique inverse de celle qui rend compte de l'absorption, on confond alors l'oscillateur d'émission avec l'oscillateur d'absorption. Nous envisagerons ce seul cas pour l'instant.

Les différentes formes d'oscillateur. — L'oscillateur le plus simple est *l'oscillateur linéaire*, dipôle électrique excité par le vecteur électrique de l'onde incidente. C'est l'oscillateur d'anisotropie maximum, celui qui donne la valeur la plus élevée de p_0, soit 0,5.

Francis Perrin [1] a trouvé expérimentalement les valeurs suivantes, pour une excitation par la bande d'absorption contiguë à la bande de fluorescence : uranine, 0,44; érythrosine, 0,45; résorufine, 0,44; sulfate de quinine, 0,46; chlorophylle, 0,435. Nous avons trouvé [2] : esculine, 0,43; fluorescéine, 0,45; rhodamine B, 0,46; euchrysine, 0,45+; trypaflavine et jaune d'acridine, 0,46+.

Francis Perrin trouve que ses valeurs sont assez voisines de 0,5 pour vérifier l'hypothèse de l'oscillateur linéaire; dans ce cas, les écarts à la valeur théorique 0,5 peuvent s'interpréter (Jean Perrin [3]) en admettant que l'oscillateur linéaire, unique pour l'émission et l'absorption, au lieu d'être rigidement lié à la molécule, effectue des vibrations autour d'une direction moyenne. Dans un Mémoire plus récent, Jablonski [4] interprète ces écarts en supposant que l'oscillateur est rigidement lié à la molécule mais que celle-ci exécute, même en milieu rigide et aux basses températures, des vibrations de torsion analogues aux pivotements que l'effet Raman révèle dans les cristaux [5].

Mais on peut penser aussi que des valeurs expérimentales de l'ordre de 0,45 sont trop éloignées de 0,5 pour être attribuées à un oscillateur linéaire unique et chercher l'explication de cet écart, non plus dans des pivotements, mais dans une complication de la forme de l'oscillateur.

Jean Perrin [6] avait déjà proposé *l'oscillateur elliptique*, formé de deux oscillateurs linéaires rectangulaires, en quadrature et d'amplitudes différentes. Mais, dans l'hypothèse de l'oscillateur elliptique, on doit prévoir qu'une excitation en lumière polarisée circulairement entraîne pour la fluorescence une polarisation circulaire partielle; or, l'expérience ne l'a pas vérifié jusqu'à présent pour des corps comme ceux que nous avons cités; on est donc conduit, pour ce groupe de molécules, à abandonner l'hypothèse d'oscillateurs elliptiques.

En 1935, Jablonski [7] a proposé son oscillateur spatial formé de trois oscillateurs linéaires rectangulaires et indépendants, portés par un trièdre lié à la molécule. Si A_x, A_y et A_z sont les amplitudes des trois oscillateurs composants, dans le cas de l'oscillateur d'émission confondu avec l'oscillateur d'absorption, les calculs de Jablonski conduisent à

$$p_0 = \frac{2\sum_i A_i^4 - \sum_{jk}{}' (A_j A_k)^2}{4\sum_i A_i^4 + 3\sum_{jk}{}' (A_j A_k)^2},$$

formule qui donne bien 0,5 quand deux des composantes sont nulles, c'est-à-dire quand l'oscillateur se réduit à un oscillateur linéaire.

Les valeurs des trois composantes A_x, A_y et A_z suivant trois directions perpendiculaires liées à la molécule sont proportionnelles aux moments de transition correspondants M_x, M_y et M_z.

Si l'absorption correspond à la transition électronique faisant passer la molécule de l'état quantique n à l'état m (et la fluorescence à la transition inverse), on a

$$M_x = \int \psi_m^* x \psi_n d\tau \qquad (1)$$

et des quantités semblables pour M_y et M_z.

ψ_n et ψ_m sont les fonctions propres, ou fonctions de Schrödinger, relatives aux états n et m. L'intégrale est étendue à l'espace de configuration.

Or, on sait que la résolution rigoureuse de l'équation de Schrödinger, dont les solutions sont les fonctions propres, devient pratiquement impossible lorsqu'on s'éloigne de l'approximation hydrogénoïde, *a fortiori* pour des molécules complexes comme les molécules de colorants. On a alors recours à des méthodes d'approximation.

Tous nos corps fluorescents présentent des chaînes de doubles liaisons conjuguées; dans toutes les méthodes approchées de résolution de l'équation de Schrödinger relatives aux molécules conjuguées (méthodes de la mésomérie, des orbitales moléculaires ou modèle métallique que nous adopterons), on admet que les électrons σ sont localisés, les liaisons correspondantes formant le squelette rigide de la molécule et l'on s'occupe seulement des électrons π dont on cherche les énergies et les fonctions propres.

Grâce à la forme simple qu'il attribue aux fonctions propres, le modèle métallique rend possible le calcul des moments de transition qui sont, à un facteur près, les composantes de l'oscillateur spatial. Comme nous allons le montrer, nous nous sommes aperçue qu'avec un choix convenable des axes, on annule deux des composantes de l'oscillateur spatial, ce qui prouve que l'oscillateur est linéaire.

Application du modèle métallique. — Reprenons l'équation de Schrödinger pour un électron quelconque

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2 m_0}{h^2}(E - V)\psi = 0$$

(m_0, masse de l'électron; h, constante de Planck; E, énergie totale; V, fonction potentielle).

On admet que les électrons π parcourent *librement* la chaîne brisée de doubles liaisons conjuguées. La

position de l'un d'eux sera repérée par son abscisse curviligne ξ le long de la chaîne; ψ et V ne dépendront que de la seule variable ξ. Dans le modèle métallique [8], on admet pour V une approximation que Sommerfeld propose dans la théorie des métaux. On admet que V est constant et égal à zéro le long de la chaîne et infini aux extrémités.

Pour un « électron métallique », l'équation de Schrödinger s'écrit

$$\frac{d^2\psi}{d\xi^2}+\frac{8\pi^2 m_0}{h^2}(E-V)\psi=0, \qquad (2)$$

avec $V = 0$ pour $0 \leq \xi \leq L$ et $V = \infty$ pour $\xi < 0$ et $\xi > L$; L est la longueur de la chaîne. On néglige évidemment l'interaction entre électrons π.

L'équation (2) n'admet de solution que pour les valeurs discrètes de l'énergie

$$E_n=\frac{h^2}{8 m_0 L^2}n^2.$$

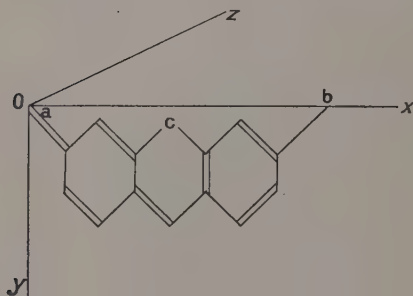


Fig. 1.

La fonction propre d'un électron qui se trouve au niveau E_n est de la forme

$$\psi_n=\sqrt{\frac{2}{L}}\sin\frac{n\pi\xi}{L};$$

le terme $\sqrt{2/L}$ provient de la condition de normalisation.

Cette forme simple sinusoïdale permet le calcul des quantités (1).

Tous nos colorants présentent un squelette commun représenté dans la figure 1; les simples et doubles liaisons conjuguées sont permutables par résonance, l'hétéroatome c (oxygène ou azote) étant toujours relié par de simples liaisons aux atomes voisins. Les quatre chaînes métalliques possibles qui vont du substituant a au substituant b évitent l'atome c. La figure 1 indique également les axes $oxyz$ liés à la molécule, que nous avons choisis.

S. Nikitine [9] a montré que l'on peut mettre les moments de transition (1) sous la forme

$$M_x=\frac{2\sqrt{2}}{L}\sum_i\int_i x_i(\xi)\sin\frac{n\pi\xi}{L}\sin\frac{m\pi\xi}{L}d\xi$$

et des expressions semblables pour M_y et M_z. Chaque intégrale est étendue à un segment de la chaîne brisée et l'on fait la somme des intégrales pour tous les segments de la chaîne. Le coefficient $\sqrt{2}$ provient du fait que, à l'état fondamental, chaque niveau étant occupé par deux électrons (conformément au principe de Pauli) la probabilité d'une transition est multipliée par 2 et les moments de transition par $\sqrt{2}$.

En remplaçant le produit des sinus par une différence de cosinus et en intégrant par parties, il vient

$$M_x=\frac{\sqrt{2}}{\pi}\sum_i\left[x\left(\frac{\sin\frac{m-n}{L}\pi\xi}{m-n}-\frac{\sin\frac{m+n}{L}\pi\xi}{m+n}\right)\right]_i$$
$$+\frac{\sqrt{2}L}{\pi^2}\sum_i\frac{dx}{d\xi}\left[\frac{\cos\frac{m-n}{L}\pi\xi}{(m-n)^2}-\frac{\cos\frac{m+n}{L}\pi\xi}{(m+n)^2}\right]_i.$$

La somme est étendue à tous les segments de la chaîne; l'indice i au bas du crochet indique que les limites de la fonction entre crochets sont les extrémités du segment i.

La première somme est nulle; en effet, on peut la mettre sous la forme

$$\sum_i(x_i A_i - x_{i-1} A_{i-1})$$

l'extrémité d'un segment coïncidant avec l'origine du suivant, ces quantités se détruisent deux à deux; il reste celle qui est relative à l'origine de la chaîne ($\xi = 0$) et à l'extrémité ($\xi = L$). Or *ces quantités sont nulles.*

A un coefficient près, les composantes de l'oscillateur sur ox, oy, oz sont donc

$$A_x=\sum_i\frac{dx}{d\xi}[B]_i,$$

$$A_y=\sum_i\frac{dy}{d\xi}[B]_i,$$

$$A_z=\sum_i\frac{dz}{d\xi}[B]_i,$$

avec

$$B=\frac{\cos\frac{m-n}{L}\pi\xi}{(m-n)^2}-\frac{\cos\frac{m+n}{L}\pi\xi}{(m+n)^2}.$$

Les quantités $dx/d\xi$, $dy/d\xi$, $dz/d\xi$ sont constantes le long d'un même segment; la fonction B au contraire prend des valeurs différentes aux deux extrémités.

Soit $\vec{u}_i$ le vecteur unitaire de chaque segment i de la chaîne orientée. Construisons le vecteur $\vec{u}_i[B]_i$ et la somme $\vec{U}=\sum_i\vec{u}_i[B]_i$ étendue à tous les segments.

Les composantes de ce vecteur $\vec{U}$ ne sont autres que A_x, A_y, A_z. Or, ce vecteur est intrinsèquement lié à la molécule, puisque les $\vec{u}_i$ et les B le sont. Si donc nous choisissons de nouveaux axes OX, OY, OZ

dont l'un, OX par exemple, est dirigé suivant $\vec{U}$, nous aurons dans ces nouveaux axes

$$A_X = U, \qquad A_Y = 0, \qquad A_Z = 0,$$

ce qui montre que l'oscillateur de Jablonski possède deux composantes nulles, *autrement dit qu'il se réduit à un oscillateur linéaire.*

Nos valeurs expérimentales de p_0 proches de 0,5 pouvaient conduire à poser *a priori* le *principe* de l'oscillateur linéaire. Mais le modèle métallique nous conduit à un tel oscillateur par une voie théorique et nous permet de plus de le déterminer : en calculant les amplitudes A_x et A_y (A_z est nul pour nos molécules planes), d'une part nous pouvons avoir l'intensité de l'oscillateur, du moins en valeur relative, d'autre part nous pouvons placer l'oscillateur par rapport aux axes liés à la molécule.

Il est surtout intéressant de pouvoir placer l'oscillateur dans le cas où les oscillateurs d'absorption et d'émission ne sont plus identiques : c'est le cas de l'excitation par une bande d'absorption non contiguë à la bande de fluorescence. Nous pouvons alors calculer l'angle α des deux oscillateurs, puisque nous pouvons les placer tous les deux par rapport aux axes. Connaissant l'angle α, on pourra calculer une valeur théorique de p_0, grâce à la formule de Jean Perrin [10] :

$$p_0 = \frac{3\cos^2\alpha - 1}{\cos^2\alpha + 3}$$

(formule qui donne bien 0,5 quand $\alpha = 0$).

Interprétation des résultats expérimentaux. — Nos valeurs expérimentales de la polarisation fondamentale p_0, obtenues pour une excitation par la bande d'absorption contiguë à la bande de fluorescence, sont inférieures à la valeur théorique 0,5 de quelques centièmes (au maximum 5/100e); ces écarts sont très supérieurs aux erreurs expérimentales que nous pensons être de l'ordre de 0,01.

On peut interpréter ces écarts par des pivotements de l'oscllateur (Jean Perrin [5], Jablonski [4]).

Mais, à chacune des quatre chaînes métalliques possibles dans nos molécules correspond un oscillateur différent; nous avons trouvé que deux de ces oscillateurs sont dirigés suivant ox, tandis que les deux autres, symétriques l'un de l'autre par rapport aux axes font avec ox un petit angle. On peut penser que ces oscillateurs coexistent dans une même molécule et qu'il se produit des transferts d'activation d'un oscillateur à l'autre, ces transferts produisant une dépolarisation.

L'écart à 0,5 de nos valeurs expérimentales peut aussi s'expliquer par une faible intervention des oscillateurs correspondant aux autres bandes d'absorption, principalement de l'oscillateur correspondant à la première bande ultraviolette. En effet, bien que nous nous efforcions d'exciter par la bande d'absorption dans le visible, celle qui est contiguë à la bande de fluorescence, nos radiations excitatrices peuvent exciter des oscillateurs correspondant à des bandes plus lointaines, non confondus avec l'oscillateur d'émission, ce qui est une autre cause de dépolarisation.

[1] Perrin F. — *Thèse*, Paris, 1929.
[2] Mlle Laffitte E. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 812 et 1952, **234**, 424.
[3] Perrin J. — *Inst. Solvay*, 1925, p. 322.
[4] Jablonski A. — *Act. Phys. Polonica*, 1950, **10**, 33.
[5] Rousset A. — La diffusion de la lumière dans les molécules rigides, Paris, 1947.
[6] Perrin J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1923, **177**, 612.
[7] Jablonski A. — *Zeits. Physik*, 1935, **96**, 238 et *Act. Phys. Polonica*, 1936, **5**, 271.
[8] Bayliss N. S. — *J. Chem. Phys.*, 1948, **16**, 287. Kuhn H. — *Helv. Chim. Acta*, 1948, **31**, 1441.
[9] Nikitine S. — *J. Chim. Phys.*, 1950, **47**, 614.
[10] Perrin J. et Mlle Choucroun. — *C. R. Acad. Sc.*, 1926, **183**, 329.

(*) 2. — Procédé d'étude systématique de l'agitation des images télescopiques;

par M. J. Rösch,
Observatoire du Pic du Midi.

Généralités. — Les astronomes connaissent bien l'incidence décisive de l'agitation des images télescopiques sur le pouvoir de résolution réellement atteint, mais il faut convenir que, si diverses dispositions ont été étudiées pour réduire la partie de cette agitation dont on peut espérer se rendre maître, les instruments les plus récents ne se distinguent guère encore, à ce point de vue, de ceux construits il y a 100 ans. Pourtant, descendre à un pouvoir séparateur réel de quelques dixièmes de seconde autrement que par instants fugitifs apporterait des résultats fondamentaux, tels que l'accroissement des données sur les étoiles doubles ou une connaissance très améliorée de la granulation solaire qui jetterait quelque clarté sur le problème de la couche convective des atmosphères stellaires.

L'agitation des images peut être considérée comme résultant de quatre causes perturbatrices de localisations différentes :

entre l'objectif et le plan focal (*effet de tube*);
au voisinage de l'extrémité du tube et de l'ouverture de la coupole (*effet de trappe*);
entre la coupole et une région au delà de laquelle l'état de l'atmosphère n'est plus modifié par la présence de l'instrument (*effet de coupole*);
enfin dans l'espace extérieur à cette zone (*effet atmosphérique*).

On peut sans doute agir sur les effets de tube et de trappe, plus difficilement sur les effets de coupole; on ne peut que se prémunir contre les effets atmosphériques par le choix du site. De toutes façons, un progrès méthodique dans ce domaine exige un moyen de définir les perturbations et de les caractériser quantitativement à la fois avec assez de précision pour juger de leurs variations en fonction des conditions d'observation et assez de facilité pour permettre un travail extensif.

Caractérisation des perturbations. — Ces perturbations, provenant de la non uniformité de l'indice de réfraction du milieu traversé, se traduisent par des différences de marches entre les divers rayons appartenant à un faisceau initialement parallèle.

Comme les angles des rayons entre eux restent très petits (1″ ou moins), on peut se contenter de définir les perturbations produites sur un trajet donné par les écarts, en tous points, de la surface d'onde finale par rapport à un plan normal à la direction moyenne, et considérer que les perturbations produites dans l'ensemble de deux tranches sont égales à la somme des perturbations produites dans chacune d'elles.

Si l'on connaît une surface d'onde perturbée sur un certain trajet à l'origine duquel la surface d'onde était plane, donc aussi les directions des rayons qui sont les normales à cette surface, on peut

d'une part, remonter à la *valeur moyenne des gradients d'indice* le long du trajet parcouru; en effet, les angles étant très faibles et l'indice très voisin de 1, les formules classiques donnent

$$\frac{\overline{\partial n}}{\partial x} = \frac{\Delta\alpha_x}{L}, \qquad \frac{\overline{\partial n}}{\partial y} = \frac{\Delta\alpha_y}{L},$$

où $\Delta\alpha_x$ et $\Delta\alpha_y$ sont les angles des rayons aux deux extrémités du trajet, projetés sur deux plans xOz et yOz rectangulaires et passant par la direction moyenne de propagation Oz, $\frac{\overline{\partial n}}{\partial x}$ et $\frac{\overline{\partial n}}{\partial y}$ les valeurs moyennes, le long du trajet, des gradients d'indice dans les directions Ox et Oy respectivement, et L la longueur parcourue;

d'autre part, en déduire *l'aspect de la figure de diffraction donnée par une étoile* par une transformation de Fourier [1] qui peut être réalisée au moyen de l'intégrateur de Maréchal [2], la différence de marches étant connue en tout point de l'objectif.

On voit que la surface d'onde est un chaînon commode entre les propriétés du milieu et l'aspect des images télescopiques et c'est cet élément du phénomène (ou les directions des rayons) qu'il faudra chercher à déterminer de préférence à tout autre. En fait, les méthodes pratiques donnent les directions des rayons, d'où l'on remonte à la surface d'onde par intégration.

Détermination des directions des rayons. — Les méthodes interférentielles, qui donneraient des différences de marches, sont ici d'un emploi trop délicat. La méthode de Foucault, qui n'est pas non plus d'un emploi aisé dans ce cas car elle exigerait un guidage parfait de l'instrument, n'est pas d'un dépouillement quantitatif commode. La méthode récemment proposée par Françon est séduisante à première vue, mais ne présente pas les avantages importants de celle finalement retenue, qui est simplement celle de Hartmann.

En effet, comme elle n'utilise qu'un nombre fini de pinceaux étroits choisis à volonté dans le faisceau, on peut travailler simultanément sur une étoile et par autocollimation sur une source artificielle placée au foyer de l'instrument, donc *étudier simultanément les effets tube, trappe, coupole, atmosphère*, donc séparer leurs parts respectives et ceci *en n'employant que des miroirs de petite dimension*. On peut pratiquement couvrir tout l'objectif de trous presque jointifs affectés aux divers trajets étudiés, pourvu que deux trous utilisés sur un même trajet soient assez distants. On paie l'avantage — essentiel — de pouvoir étudier les divers effets simultanément par l'inconvénient de ne définir la surface d'onde que par un nombre fini de points; mais comme l'emploi extensif d'une méthode donnant la totalité de la surface aurait exigé la limitation des mesures à un petit nombre de points aussi, la méthode de Hartmann ne fait pratiquement rien perdre.

Application. — La méthode a été mise en œuvre avec l'objectif de 60 cm de diamètre et 18 m de longueur focale utilisé au Pic du Midi. Les premiers essais ont été faits avec un écran percé de 12 trous de 8 cm, soit uniquement sur une étoile (Sirius), soit simultanément sur l'étoile (8 trous périphériques) et sur un miroir plan de 30 cm couvrant les quatre trous du centre, soit seulement sur le miroir. On emploie du film de 16 mm, avec des poses de l'ordre

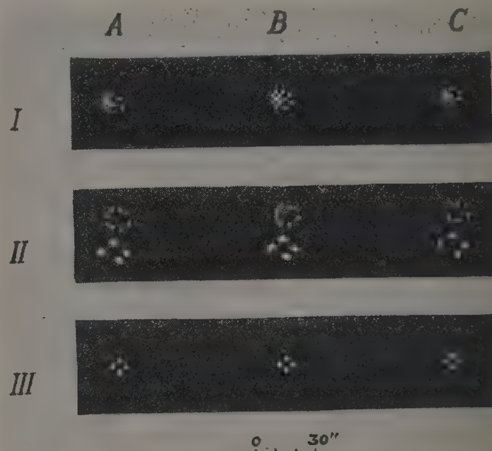


Fig. 1.

de 0,25 s à raison de deux par seconde. La source artificielle est l'image d'une lampe de projection de 100 W donnée par un oculaire à court foyer; son intensité est surabondante. Les poses sont très suffisantes sur Sirius (magnitude — 1,6); divers gains doivent permettre de travailler dans de bonnes conditions sur des étoiles de magnitude + 0,5, ce qui donnera un certain choix.

La figure 1 reproduit des séries de trois images consécutives obtenues dans ces conditions pour les trois cas indiqués. La distance au foyer n'est pas toujours la même, la source n'est pas exactement au foyer; mais l'échelle des déplacements n'en est pratiquement pas affectée.

Procédé de mesure. — Il importe, si l'on veut étudier un grand nombre de clichés, ce qui est indispensable pour suivre l'évolution des phénomènes, que leur mesure soit facile et rapide. Comme il s'agit essentiellement de mesures différentielles, le procédé adopté consiste à superposer dans un viseur, par une lame semi-argentée, deux images négatives, l'une, éclairée en lumière rouge, servant d'étalon pour

toute une série, l'autre, celle à mesurer, éclairée en lumière verte. La première peut subir un déplacement apparent dans son plan grâce à une lame à faces parallèles intercalée avant le viseur et mobile autour de deux axes perpendiculaires entre eux et à l'axe du faisceau. Si les deux images coïncident, l'image résultante est bien noire sur un fond blanchâtre; un très faible décalage donne une irisation verte d'un côté et rouge de l'autre. Un miroir solidaire de la lame déviatrice projette un spot sur un écran quadrillé sur lequel se lisent en une seule opération les déplacements en x et en y. On obtient ainsi, avec une extrême simplicité mécanique, un grandissement, entre l'image extrafocale et l'écran de lecture, qui atteint 400 pour l'appareil employé, et permet des mesures de déplacement avec une erreur moyenne de l'ordre de $\pm 3\,\mu$ sur chaque coordonnée, soit, avec la longueur focale utilisée, 1/30e de seconde sur une étoile, et 1/60e dans le cas de l'autocollimation. Les plus faibles turbulences observées au Pic du Midi étant de l'ordre du 1/20e de seconde, on voit que la méthode est bien adaptée au problème.

Construction de la surface d'onde. — Si nous appelons z la cote de la surface d'onde par rapport à un plan de référence, en un point de coordonnées x et y, les mesures nous donnent $\partial z/\partial x$ et $\partial z/\partial y$. Ces quantités ne sont pas quelconques, car il s'agit des paramètres directeurs de droites appartenant à une congruence. On peut le vérifier et appliquer ainsi aux mesures un critère très sévère, en dérivant la première par rapport à y et la seconde par rapport à x : on doit obtenir par les deux voies la même surface $\partial^2 z/\partial x\,\partial y$. En sens inverse, on peut construire la surface d'onde par intégration numérique soit à partir des $\partial z/\partial x$ soit à partir des $\partial z/\partial y$. Les deux surfaces trouvées devraient coïncider.

A titre d'exemple, on a déterminé la surface d'onde différentielle (ce qui ne change rien au principe) entre deux poses à intervalle de 0,5 s sur Sirius. Les valeurs de $\partial z/\partial x$ et $\partial z/\partial y$ se placent entre $+1''$ et $-1''$, ce qui est normal pour une soirée médiocre et une étoile basse sur l'horizon. La figure 2 donne les courbes de niveau des deux surfaces $\partial^2 z/\partial x\,\partial y$. Les différences numériques deviennent importantes sur les bords, mais l'allure générale est bien la même. La figure 3 donne la surface d'onde moyenne entre les deux déterminations; les écarts entre ces deux déterminations ne dépassent nulle part $0,1\,\mu$ en plus ou en moins.

Premiers résultats. — Nous désignons par I, II, III, les trois séries de la figure 1, par A, B, C, les trois poses de chaque série, de gauche à droite, par a, b, c, d, e, f, g, h et α, β, γ, δ, les points des couronnes extérieure et intérieure, dans le sens trigonométrique, a et α étant définis par les angles de position 22°30′ et 0° avec l'origine usuelle sur l'axe des x horizontal, positif vers la droite.

On remarque d'abord, sur I, une coma importante, décentrant les deux couronnes l'une par rapport à l'autre; il n'est pas certain que cette coma soit uniquement due à l'objectif, et une stratification de l'air dans le tube pourrait jouer. De toutes façons, elle n'empêche ni de constater, ni de mesurer l'agitation, qui est flagrante. Remarquer notamment la couronne intérieure sur IA.

Fig. 2. — Le diamètre de l'objectif est de 60 cm. L'unité vaut 0,006″ par cm.

0 — — — —, + 2 — — — —, $\dfrac{\partial}{\partial y}\left(\dfrac{\partial z}{\partial x}\right)$,

0 • • • • • • • • •, 2 . . . ., $\dfrac{\partial}{\partial x}\left(\dfrac{\partial z}{\partial y}\right)$.

Fig. 3. — Déformation de la surface d'onde en 0,5 s. L'unité est $0,1\,\mu$.

Sur II, l'agitation sur l'étoile paraît encore plus importante (*voir* notamment la différence entre IIB

et IIC). Mais l'agitation de la couronne intérieure, due à l'effet de tube, est particulièrement remarquable. La déformation générale peut être due pour une bonne part à des flexions du miroir plan; mais le fait le plus frappant est le déplacement important et rapide des images telles que IIBα, IIBγ, IICγ, qui révèlent l'existence dans le tube de perturbations très localisées et très rapides; on les retrouve du reste sur certaines images de la couronne extérieure, par exemple ICg ou IIBa, et l'on est en droit de supposer que ce type de perturbation affectant un pinceau venant de l'étoile, a son origine dans le tube, et non à l'extérieur.

Enfin, la série III donne la preuve manifeste du rôle des échanges thermiques dans toute cette question : elle montre que l'effet de tube est très faible lorsque la coupole est fermée. Dès l'ouverture, l'air froid extérieur refroidit la partie avant du tube, et l'air qu'elle contient tend à descendre vers l'oculaire; on observe aussitôt l'aspect de la série II et cette agitation se maintient plusieurs heures pour une différence de température de 5 à 6° entre l'intérieur et l'extérieur à l'ouverture, tendant ensuite vers 2 à 3°. L'effet est plus faible, mais loin d'être négligeable, si la coupole est restée ouverte toute la journée. On voit que ces premiers résultats permettent d'espérer des améliorations fructueuses.

Je tiens à remercier MM. H. Camichel, M. Gentili et M. Hugon, qui ont participé à ce travail dans des conditions souvent très pénibles.

[1] LANSRAUX G. — *Rev. Opt.*, 1952, **31**, 321.
[2] MARÉCHAL A. — *Rev. Opt.*, 1947, **27**, 73.
[3] FRANÇON M. et Mme JORDERY M. — *Rev. Opt.*, 1953, **32**, 601.

SÉANCE DU 11 MARS 1954.

Recherches sur le spectre de l'exciton;

par M. S. NIKITINE,
Maître de Recherches au C. N. R. S.,
Chargé de cours à la Faculté des Sciences de Strasbourg.

Les résultats des recherches de M. S. Nikitine et de ses collaborateurs ont déjà fait l'objet des communications suivantes :

NIKITINE S., PERNY G. et SIESKIND M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 67.

NIKITINE S., PERNY G. et SIESKIND M. — *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 18 S.

SECTION MÉDITERRANÉE

(*Montpellier*).

SÉANCE DU 11 FÉVRIER 1954.

1. — Étude d'une cellule au sulfure de plomb;

par Mlle A. M. VERGNOUX et M. A. BARTHEZ.

Les caractéristiques d'une cellule au sulfure de plomb, devant servir d'appareil récepteur dans l'infrarouge proche, ont été mesurées. La résistance qui est de $4.10^4\,\Omega$ à 20° devient $15.10^4\,\Omega$ à — 80°. On utilise ce grand coefficient de variation de résistance avec la température pour mesurer le signal donné par la cellule recevant un flux lumineux, à l'aide d'un montage à pont alimenté en continu. Les résultats montrent que la réponse est bien proportionnelle au flux reçu. La réponse en alternatif est étudiée avec un oscillographe ou un galvanomètre à vibrations, monté dans la diagonale du pont, lorsque le faisceau est modulé par un disque tournant à 130 Hz. Enfin, pour déceler commodément de très faibles variations du flux lumineux, on a construit un amplificateur, accordé sur la fréquence de modulation du faisceau, qui comporte deux étages d'amplification et un double T en dérivation sur la première lampe; le gain variable peut atteindre 5 000. L'appareil dans son ensemble a servi d'abord à mesurer la sensibilité spectrale de la cellule dans l'infrarouge, au moyen d'un spectromètre à infrarouge et d'un récepteur à thermistances, non sélectif. Cette sensibilité, qui présente un maximum vers $1,8\,\mu$, est telle que la cellule pourra être utilisée de façon satisfaisante entre 0,9 et $2,1\,\mu$ environ.

2. — Utilisation des jauges à résistance pour la mesure des petites déformations;

par Mlle J. GRANIER et M. E. GROUBERT.

Les jauges à résistance sont constituées par des fils fins enrobés dans une mince feuille de matière plastique. Collées sur un organe de machine soumis à des efforts mécaniques, elles se déforment en même temps que lui et la variation de résistance électrique qui en résulte permet de déterminer la contrainte mécanique subie par cet organe. Ces variations de résistance sont évidemment très faibles; aussi les ponts de Wheatstone utilisés pour les déterminer doivent-ils être réalisés avec le plus grand soin.

Plusieurs types de jauges ont été étudiés et expérimentés, en utilisant comme appareil de mesure un galvanomètre ou un oscillographe; on a, en particulier, enregistré au moyen d'un oscillographe à miroir précédé d'un amplificateur, les efforts extrêmement variables subis par une courroie entraînant une pompe à vide.

SECTION CENTRE-OUEST

(*Poitiers*).

SÉANCE DU 5 DÉCEMBRE 1953.

Montages en treillis réalisant un quadripôle symétrique. Détermination des bandes passantes et des bandes atténuées;

par M. M. COTTE,
Professeur à la Faculté des Sciences de Poitiers.

Un résumé de la Communication de M. Cotte sera publié par le *Journal de Physique*.

SÉANCE DU 16 JANVIER 1954.

Étude du groupement carbonyle des cétones en absorption infrarouge;

par M. C. Mangin,
Assistant à la Faculté des Sciences de Poitiers.

Le lecteur est prié de se reporter à l'article de E. Gray et C. Mangin paru au *Journal de Physique* de janvier 1954, p. 9.

SÉANCE DU 30 JANVIER 1954.

Ondes de déformation plastique dans les métaux;

par M. Y. Pironneau,
Faculté des Sciences de Poitiers.

Lorsqu'on sollicite brusquement une masse métallique en un de ses points, une onde de déformation se forme et se propage dans tout le métal. Il n'est malheureusement pas possible de faire de mesures pour étudier directement cette propagation. On peut cependant faire l'étude mathématique en se plaçant dans le domaine des déformations linéaires et réversibles. Lorsque le métal se déforme plastiquement, une telle étude devient impossible. De plus, il est souvent très difficile de préciser les conditions initiales, c'est-à-dire ce qui se passe au moment du choc.

Les recherches effectuées dans le domaine des déformations rapides des métaux restent, pour ces raisons et malgré toute l'importance de cette question, relativement peu nombreuses et se sont bornées en général aux essais produisant la rupture au premier choc. Il semble que la limite élastique du métal augmente avec la vitesse de l'essai, mais les résultats obtenus sont peu précis sauf dans le cas très particulier de l'acier doux. De même, l'énergie absorbée par la rupture semble augmenter puis diminue rapidement quand la vitesse dépasse une certaine vitesse « critique ». (Alors la déformation n'intéresse qu'une faible partie du métal et la rupture se produit près de l'extrémité sollicitée.)

Dans le domaine élastique, une vibration longitudinale se propage à la vitesse $c = \sqrt{E/\rho}$, ρ étant la masse spécifique du métal et E le module d'Young. E représente la pente de la partie rectiligne de la courbe contrainte-déformation $\sigma(\varepsilon)$ et $\sigma = E\varepsilon$ tant que $\varepsilon \leqq \varepsilon_0$ (limite élastique).

Pour $\varepsilon_p > \varepsilon_0$, Taylor et von Karman (1941) admettent qu'un accroissement $d\varepsilon$ de la déformation se propage à la vitesse

$$V_p = \sqrt{\frac{1}{\rho}\left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)_{\varepsilon=\varepsilon_p}}.$$

Dans le cas d'une barre semi-infinie dont l'extrémité libre est brusquement tirée avec une vitesse constante V_1, on peut calculer la déformation produite en chaque point de la barre à un instant donné.

La déformation plastique atteint un maximum ε_1 constant que l'on peut déterminer graphiquement et qui ne dépend que de V_1

$$V_1 = \int_0^{\varepsilon_1} V_p \, d\varepsilon.$$

Si ε_1 atteint la valeur ε_M correspondant au maximum de la courbe $\sigma(\varepsilon)$ alors $V_M = 0$, la déformation ne peut se déplacer et la rupture se produit au point sollicité. La vitesse critique se trouve alors déterminée par

$$V_c = \int_0^{\varepsilon_M} V_p \, d\varepsilon.$$

Les écarts observés entre les résultats expérimentaux et ceux déduits de la théorie précédente sont expliqués en admettant que la courbe $\sigma(\varepsilon)$ dynamique se place légèrement au-dessus de la courbe obtenue par un essai « statique ».

On peut aussi espérer avoir une vue globale du phénomène en considérant l'énergie contenue dans l'onde plastique en mouvement, la vitesse de propagation n'étant pas nécessairement beaucoup plus faible que celle du son. Si l'on admet que l'énergie perdue par l'onde dépend du volume de métal intéressé, donc de la longueur dans le cas d'une barre, son amplitude va décroître d'une manière vaguement exponentielle jusqu'à ce qu'elle ne dépasse plus la limite élastique.

Les appareils de mesures n'indiqueront que la valeur moyenne de la contrainte, mais cette contrainte va varier localement suivant la résistance du métal. En particulier, la déformation va continuer en dehors de la zone de striction. Dans le cas d'un métal très écroui, la contrainte appliquée aux obstacles s'opposant à la déformation plastique pourra être suffisante pour détruire ces obstacles, d'où un abaissement de la dureté moyenne (en traction, la rupture se serait déjà produite dans les zones moins résistantes). Dans ces conditions, l'allongement se fera d'une façon plus homogène et pourra atteindre des valeurs plus importantes qu'en traction.

C'est ce que nous avons observé en déformant par chocs répétés (identiques) des éprouvettes d'aluminium recuit ou écroui. Des résultats voisins ont été obtenus avec l'acier, mais il faut alors tenir compte des propriétés très particulières de ce métal (effet Cottrell, delay time).

SECTION DU SUD-EST
(Lyon).

SÉANCE DU 15 JANVIER 1954.

1. — Classifications stellaires;

par M. D. Chalonge,
Astronome à l'Observatoire de Paris.

La classification stellaire dont dérivent toutes celles en usage est la classification de Harvard. Elle a conduit à la distribution des étoiles dans une série de classes (O, B, A, F, G, K, M) et de sous-classes définies par une série de critères spectroscopiques.

Déduite empiriquement de l'examen de spectres stellaires à petite dispersion couvrant un domaine spectral limité au bleu et au violet, elle a un caractère de première approximation. C'est une classification à un seul paramètre; ce paramètre, la température qui règne dans les couches extérieures des étoiles, n'a d'ailleurs jamais à être déterminé pour classer une étoile.

La découverte d'étoiles de luminosités très différentes dans une même sous-classe spectrale (naines, géantes, supergéantes) a amené à reconnaître qu'un second paramètre, la pression moyenne dans les couches extérieures, joue également un rôle dans l'apparence des spectres mais son influence n'apparaît guère que sur les spectres à dispersion notable et passait à peu près inaperçue sur les petits spectres de Harvard.

L'étude des modifications spectrales apportées dans une même sous-classe par les variations de la pression moyenne a permis à Morgan de diviser cette sous-classe de Harvard en six classes de luminosité, des naines aux supergéantes brillantes. On passe ainsi de la classification de Harvard à un paramètre à la classification de Yerkes (ou classification de Morgan) à deux paramètres, la température et la pression; mais, pour répartir les étoiles entre les diverses classes spectrales et classes de luminosité de cette classification, il n'est fait usage que de caractères spectroscopiques empiriques.

Une autre classification spectrale à deux paramètres a été proposée en 1939 par D. Barbier et D. Chalonge. Elle ne s'applique qu'aux étoiles les plus chaudes, des types O à F. Les deux paramètres utilisés, qui sont les mêmes pour toutes les étoiles, définissent la grandeur D et la longueur d'onde λ_1 de la discontinuité de Balmer dans les spectres stellaires. Cette classification semble pouvoir conduire à des résultats plus précis que celle de Yerkes.

Mais des difficultés subsistent. Les « étoiles A à raies métalliques » et les étoiles de la population II (étoiles à grandes vitesses, céphéides du type RR Lyrae) ne peuvent pas se classer au moyen des critères définis par Morgan. Dans la classification ($\lambda_1 D$), elles se placent visiblement à côté d'étoiles de propriétés différentes.

D. Chalonge et L. Divan ont proposé pour classer ces étoiles l'introduction d'un troisième paramètre et, en effet, à l'aide des paramètres λ_1, D, φ_b (ce dernier définissant la température de couleur du spectre continu stellaire dans le domaine visible), il est aisé de classer ces deux groupes d'étoiles.

Il est probable que les étoiles qui entrent dans les classifications à deux paramètres étudiées ont toutes sensiblement la même composition chimique. Mais les deux derniers groupes (étoiles A à raies métalliques et population II) pourraient avoir une composition différente et ceci expliquerait les difficultés rencontrées quand on essaie de les classer et permettrait de comprendre la nécessité d'un troisième paramètre.

Le texte de la Conférence a été publié dans *l'Astronomie* de mars 1954.

(*) 2. — Particularités relevées dans le spectre de l'ammoniac à basse pression;

par M. P. PROISY,

Astronome à l'Observatoire de Lyon.

1. L'observation de la bande $c^1\Pi \rightarrow b^1\Sigma$ de NH, à 4 502 Å, par Lunt, Pearse et Smith dans le spectre de l'ammoniac sous une pression de 0,1 mm de mercure [1] laissait pressentir des modifications de ce spectre lorsqu'on utilise des pressions inférieures à celles qu'avait utilisées précédemment Rimmer [2]. On connaît l'intérêt que présente le spectre de l'ammoniac aussi bien en physique qu'en astrophysique; j'en ai entrepris l'étude, en 1950, au cours d'un séjour effectué au Centre de Recherches spectroscopiques de Hechingen dirigé par le Professeur H. Schüler, afin d'en étudier les variations à basse pression, s'il y a lieu, et de tenter son analyse.

Le spectre obtenu présentant des différences notables avec le spectre précédemment étudié, j'ai déterminé et fait connaître les longueurs d'onde des radiations présentes [3]. Ce résultat peut être utilisé pour identifier les radiations observées dans les spectres qui contiennent des molécules formées d'azote et d'hydrogène; je l'ai appliqué au cas des spectres de comètes [4], [5], l'identification est alors plus complète qu'à partir des observations de Rimmer.

Une analyse du spectre de l'ammoniac peut être tentée à partir des variations du spectre observées dans différentes conditions, ainsi qu'à partir des variations observées dans les spectres de comètes, après identification des émissions dues aux molécules N_xH_y. L'étude systématique de ces variations permet de fractionner le spectre de l'ammoniac en faisant apparaître plusieurs groupes de raies correspondant à des conditions physiques ou des conditions d'excitation différentes. Ce fractionnement fournit des renseignements d'autant plus nombreux qu'il peut être poussé plus loin [6].

Pour obtenir des renseignements plus directs sur l'identité des molécules responsables des émissions, on peut s'adresser à une méthode différentielle. Dans ce but, l'observation du spectre de l'ammoniac a été complétée par celle des spectres de corps contenant un radical NH ou NH_2. A basse pression, on est assuré qu'il ne se forme pas d'ammoniac au cours de la décomposition du corps : les émissions dues à NH_3 (et à NH_4 qui peut se former en présence de H) se trouvent certainement éliminées. La séparation de NH et de NH_2 est probablement moins sûre : le schéma de décomposition de l'ammoniac établi par Farkas et Harteck [7] ne prévoit pas la formation de NH_2 à partir de NH en présence d'hydrogène, mais il ne prévoit pas non plus le passage de NH_2 à NH autrement que par l'intermédiaire de NH_4 (résultant lui-même de l'union de NH_3 et de H); or, à partir de corps contenant un radical NH_2, en l'absence de NH_3 et par suite de NH_4, on observe les bandes de NH, qui apparaît ainsi comme produit de décomposition de NH_2.

NH et NH_2 étant associés à des radicaux qui, eux aussi, vont émettre, on réduira la complication qui en découle en introduisant le moins possible de corps nouveaux. On connaît l'intérêt que présentent aussi en astrophysique les molécules formées de carbone et d'hydrogène [1]; j'ai donc choisi des radicaux formés de ces deux corps, à l'exclusion de O. J'ai retenu la diéthylamine $(C_2H_5)_2NH$, la monométhylamine CH_3NH_2 et des dérivés du benzène : aniline $C_6H_5NH_2$ et benzylamine $C_6H_5—CH_2—NH_2$.

Les spectres obtenus sont sensiblement compliqués par la présence des produits de décomposition des radicaux introduits. Pour éliminer leurs émissions de la liste des émissions observées, on peut étudier en détail le spectre des hydrocarbures et du noyau benzénique [2], mais ce travail considérable peut sans doute être évité en repérant les particularités du spectre de l'ammoniac et en recherchant ces particularités parmi les émissions des autres spectres; c'est à ce but que répond l'étude des particularités du spectre de l'ammoniac résumée ci-dessous.

2. Les spectres ont été obtenus par décharge électrique sous une pression de l'ordre de 0,1 mm de Hg, dans la lampe mise au point par le Professeur H. Schüler pour l'étude des produits de décomposition des substances organiques; on en trouvera la description par son auteur dans *Spectrochimica Acta* [8].

Pour éliminer le spectre de H_2, une circulation des gaz était établie à l'aide d'une pompe à diffusion de vapeur de mercure (type Volmer) dans des tubes à cuivre et oxyde de cuivre. Des pièges à air liquide étaient disposés aux extrémités de la lampe et à la sortie de la pompe de Volmer.

La partie moyenne de la colonne positive (de 38 cm de long) vue en bout constituait la source étudiée.

Un spectrographe Hilger permettait d'observer le spectre visible et ultraviolet (jusqu'à 2 100 Å). Un spectrographe Zeiss permettait d'obtenir une plus forte dispersion. Trois chambres photographiques interchangeables, de 12, 27 et 85 cm de longueurs focales permettaient d'ailleurs de réaliser des dispersions variables suivant la luminance de la source et l'étendue du domaine spectral étudié.

Pendant les expériences, on surveillait la décharge à l'aide d'un spectrographe à vision directe placé à l'autre extrémité du tube.

3. Le spectre de l'ammoniac obtenu ayant été présenté sur des reproductions des clichés agrandis, je résumerai ici les particularités relevées.

Le spectre ultraviolet se compose des bandes connues de NH, à l'exception de $d^1\Sigma \rightarrow c^1\Pi$ (à 2 530 Å) : $^3\Pi \rightarrow {}^3\Sigma$; $c^1\Pi \rightarrow a^1\Delta$ bandes (0,0) et, plus faibles, (0,1) et (1,0); ainsi que des bandes les plus intenses du deuxième système positif de l'azote — (0,2), (1,3) et (0,1) — avec des intensités variables d'un cliché à l'autre, mais toujours faibles.

A partir de NH_3 en solution, on observe encore le système $^2\Sigma \rightarrow {}^2\Pi$ de OH : bandes (0,0) et (1,0).

Le spectre visible comprend de nombreuses structures dégradées vers les grandes longueurs d'onde, mais présentant des caractères différents. En dehors de la bande $c^1\Pi \rightarrow b^1\Sigma$ de NH, les plus intenses commencent à 4 248, 4 925, 5 022, 5 070 et 6 096 Å. D'autres moins intenses peuvent encore être relevées à 4 092, 4 152, 4 204 et 4 352 Å. Enfin de nombreuses raies marquées, mais sans structure apparente, sont visibles de 4 390 à 4 480, de 4 635 à 4 900 et de 5 165 à 6 060 Å.

J'ai recherché les analogies qui pouvaient exister entre ces structures par une méthode graphique : les nombres d'ondes dans le vide des radiations observées ont été portés sur du papier millimétré et reproduits sur papier transparent; par glissement de la deuxième figure sur la première on reconnaît rapidement les structures dont la comparaison systématique peut être entreprise.

Bande rouge à 6 096 Å. — Une analogie étroite a pu ainsi être mise en évidence, et approfondie par la suite, entre la structure observée à 6 096 Å et les bandes de NH issues du niveau $c^1\Pi$.

Structures vertes. — La comparaison fait apparaître une analogie entre la structure 5 070 Å et les branches P et Q des bandes de NH, mais la branche R est absente. Les structures relevées en avant, avec des têtes dégradées vers les courtes longueurs d'onde à 5 022 et à 4 925 Å, présentent des caractères différents.

Structures violettes. — Une seule présente une intensité suffisante pour être utilisée comme repère. Elle apparaît comme une bande ayant une tête à 4 248 Å, mais n'a pu être rapprochée des autres structures. Une structure plus faible suit la raie intense 4 350-4 351 Å, sans que l'on puisse affirmer que cette raie lui soit liée.

Entre 4 343 et 3 998 Å, N_2 se manifeste encore par les bandes (0,4) à (3,7), (0,3) et (1,4) du deuxième système positif.

L'étude numérique de ces structures ne pouvant trouver place ici, j'en ferai connaître ailleurs le résultat (*cf.* [6]) [3].

4. La présence d'une bande de NH à 6 096 Å met en évidence l'existence probable d'un niveau e situé entre $c^1\Pi$ et $b^1\Sigma$, la bande observée résultant de la transition $c^1\Pi \rightarrow e$. Dans cette région du spectre, la dispersion obtenue était de 100 à 120 Å/mm; une dispersion plus forte apparaît désirable, ce qui pourrait être facilement obtenu avec l'appareil décrit.

Les autres particularités ne présentent certes pour le moment qu'un intérêt moindre, elles pourront être utilisées comme repères pour déceler les molécules NH au cours de recherches telles que celles dont j'ai exposé le programme dans la première partie.

[1] A l'époque, l'attention avait été attirée sur CH_2 qui, d'après Herzberg, devait être responsable du groupe 4 050 Å observé dans les spectres de comètes. On sait que, depuis, cette identification a été abandonnée par son auteur au profit de C_3.

[2] Des spectres ont été pris dans ce but : spectres de l'hexane, du cyclohexane et du benzène.

[3] Parmi les particularités qui ne peuvent être utilisées dans le but poursuivi, je citerai deux raies observées avec des intensités très variables d'un cliché à l'autre : 4 706,6 et 4 346,5 Å.

[1] Lunt R. W., Pearse R. W. B. et Smith E. C. W. — *Proc. Roy. Soc.*, [A], 1935, **151**, 602.
[2] Rimmer W. B. — *Proc. Roy. Soc.*, [A], 1923, **103**, 696.
[3] Proisy P. — *Ann. Physique*, [12], 1953, **8**, 5; *Publications de l'Observatoire de Lyon*, III, n° 20.
[4] Proisy P. — Communication faite au Colloque International d'Astrophysique sur la « Physique des Comètes », Liége, sept. 1952; *Mém. Soc. Roy. Sc. de Liége*, [4], 1953, **13**, 164; *Publ. Obs. de Lyon*, III, n° 21.
[5] Proisy P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 2034.
[6] Les résultats obtenus feront l'objet d'une prochaine publication : Étude du spectre de l'ammoniac, d'après les observations faites au laboratoire et l'étude des spectres de comètes.
[7] Farkas L. et Harteck P. — *Z. Phys. Chem.*, 1934, **25** B, 257.
[8] Schüler H. — *Spectr. Acta*, 1950, **4**, 85.

SÉANCE DU 12 FÉVRIER 1954.

M. le Professeur Dufay préside la séance. Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Procédés d'étude spectrophotométrique du proche infrarouge;

par MM. G. Déjardin, J. Janin et M. Peyron,
Institut de Physique générale de l'Université de Lyon.

Nous avons perfectionné le dispositif récemment décrit (*C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 224) comprenant un monochromateur à réseau et un récepteur constitué par un convertisseur d'images intercalé entre la fente de sortie de l'appareil et un photomultiplicateur 1 P 21 de la R.C.A. Le diviseur de tension servant à l'alimentation du photomultiplicateur est maintenant branché directement sur les broches du culot de ce tube, de manière à supprimer les conducteurs de liaison. D'autre part, les dynodes ont été découplées à la masse par des condensateurs. Enfin, l'ensemble du convertisseur et du tube 1 P 21 est placé dans une enceinte étanche dont l'atmosphère est parfaitement desséchée; un organe de réfrigération (serpentin raccordé à une machine au fréon) permet de maintenir le convertisseur à — 40° C et le photomultiplicateur à — 20° C environ. Dans ces conditions d'expérimentation, le courant d'obscurité du tube 1 P 21 est voisin de $2 . 10^{-10}$ A. L'adjonction d'un amplificateur rend possible l'emploi d'un microampèremètre à lecture directe. Les fluctuations du courant ainsi mesuré correspondent, en tenant compte de l'amplification, à une incertitude ne dépassant pas 10^{-11} A sur le courant total obtenu à la sortie du photomultiplicateur.

La sensibilité du récepteur, caractérisée par cette limite inférieure du courant mesurable, a été comparée à celle d'une thermopile dans le vide Schwarz utilisée avec l'appareillage Hilger FA 1 et FR 300. Par suite de la dérive et des fluctuations, cet ensemble ne permet pas de déceler des flux inférieurs à une certaine limite. Or, vers 7 600 Å (maximum spectral de la photocathode Cs-O-Ag du convertisseur), le flux minimum observable à l'aide du récepteur thermique se traduirait, avec le récepteur électronique, par un courant voisin de $1,4 . 10^{-7}$ A, ce qui correspond à une sensibilité au moins 10 000 fois plus grande. Le rapport diminue assez vite vers les grandes longueurs d'onde, mais il est encore bien supérieur à 1 000 vers 10 000 Å. Un nouvel amplificateur, comportant un tube électromètre double Mazda, est en cours de montage; il permettra peut-être d'accroître encore la stabilité et, par conséquent, la sensibilité du récepteur photoélectrique complexe.

La méthode précédente a été comparée à celle qui met en jeu la stimulation, sous l'action des radiations infrarouges, de la phosphorescence d'une substance appropriée, celle-ci étant déposée, en une couche mince, à proximité de la fenêtre du photomultiplicateur 1 P 21. Nous avons eu recours à un sulfure de strontium activé au cérium et au samarium. Cette substance était excitée à saturation par la radiation 3 650 Å; on laissait ensuite décliner l'émission pendant 15 mn, de telle sorte que la phosphorescence résiduelle ne produisait alors qu'un courant inférieur au courant d'obscurité du photomultiplicateur à la température ordinaire (10^{-8} A). Dans ces conditions, nous avons constaté que vers 10 000 A, au voisinage du maximum de stimulabilité de la substance employée, le récepteur est environ 300 fois plus sensible que la thermopile. Il serait d'ailleurs possible d'améliorer la technique en refroidissant le tube 1 P 21. Puisque l'émission stimulée décroît avec le temps, il est évidemment nécessaire, pour comparer des flux, de considérer les valeurs du courant obtenues au début de l'irradiation de la substance par le rayonnement infrarouge. Cependant, si les flux sont très faibles, la diminution est lente et par suite peu gênante. Ce deuxième procédé présenterait un intérêt certain si l'on remplaçait le sulfure de strontium dont nous disposions par un sulfure de zinc dont la stimulabilité serait maximum vers 13 000 Å.

(*) 2. — Répartition des pièges électroniques dans diverses substances phosphorescentes à l'oxyde de calcium;

par M. A. Crozet,
Institut de Physique générale de l'Université de Lyon.

La présente Note est relative aux substances CaO (Pb), CaO (Pb, Mn), CaO (Pb, Pr), CaO (Pb, Sm), CaO (Pb, Eu) dont les principales propriétés optiques ont été déterminées antérieurement [1], [2].

L'étude de la répartition des pièges électroniques dans ces « phosphores » repose sur l'analyse des courbes de déclin et des courbes de thermoluminescence.

On mesure l'intensité de la phosphorescence au moyen d'un tube photomultiplicateur RCA 1 P 21; la sensibilité spectrale de ce récepteur permet de l'utiliser indifféremment pour les émissions ultraviolette et visible, en plaçant simplement devant la photocathode un filtre de transmission convenable. On lit le courant débité sur un microampèremètre à amplificateur; la période de cet appareil est telle qu'il est possible de commencer les mesures 2 s après la fin de l'excitation. On relève ensuite, pendant plusieurs heures, le déclin de l'émission. On utilise,

pour l'excitation, un arc à mercure basse pression qui fournit surtout la radiation $\lambda = 2\,537$ Å et un peu $\lambda = 1\,850$ Å.

Les courbes de déclin de phosphorescence des substances étudiées ne correspondent pas à des lois simples; le mécanisme de retour des électrons excités dans les centres de luminescence vides n'est donc ni purement monomoléculaire, ni purement bimoléculaire. La forme des courbes varie avec la composition du « phosphore ». D'une façon générale, pour un corps donné, le déclin de l'émission visible est plus rapide que celui de l'émission ultraviolette; cependant, les produits CaO (Pb, Pr) possèdent, quelle que soit leur composition, des courbes d'aspect très voisin.

Pour passer des courbes de déclin aux répartitions de pièges, j'ai utilisé la méthode indirecte de décomposition en exponentielles [3]. Appliquée au cas des substances à l'oxyde de calcium, cette méthode donne des résultats intéressants. Malheureusement, elle ne peut mettre en évidence que les pièges qui contiennent les électrons effectivement responsables de l'émission de phosphorescence mesurée, c'est-à-dire qu'elle néglige à la fois les pièges superficiels et les pièges très profonds. Il est nécessaire, pour la compléter, de faire appel à la méthode des courbes de thermoluminescence.

La théorie de la thermoluminescence est bien connue [4]. Pour effectuer les expériences, on utilise un vase de Dewar métallique. Sur la paroi interne du vase est soudée une mince pastille de cuivre rouge sur laquelle on fixe le « phosphore » à étudier. En face de la pastille, sur la paroi externe, est ménagée une fenêtre obturée par un disque de quartz; c'est par là que se font l'excitation et l'observation. L'énergie émise est reçue sur le photomultiplicateur 1 P 21.

On excite la substance à la température de l'azote liquide (— 196° C) au moyen de l'arc à mercure basse pression. Après évaporation totale de l'azote, on élève la température, par l'intermédiaire d'un petit radiateur de 300 W introduit dans le vase. La vitesse d'échauffement a été fixée à 1° C/s. On contrôle la température à l'aide d'un couple thermoélectrique à alliages BTE-CTE dont la soudure est noyée dans la pastille de cuivre rouge. On note simultanément la température et l'intensité de l'émission.

Sur les courbes obtenues, on observe un certain nombre de pics :

1° vers — 125, — 80 et — 35° C, des pics qui apparaissent dans les courbes relatives à toutes les substances qui contiennent du plomb, le premier et le troisième avec une très faible intensité;

2° à 38° C, un pic notable seulement sur la courbe de l'émission visible de CaO (Pb, Sm) et CaO (Pb, Eu) à forte concentration en plomb;

3° à 70° C, un pic intense dans les courbes des émissions visible et ultraviolette des « phosphores » au plomb, au plomb-manganèse et au plomb-praséodyme, moyen dans celle de l'émission ultraviolette de CaO (Pb, Eu) et de CaO (Pb, Sm) à faible teneur en plomb;

4° à 95° C, un pic existant dans la courbe de l'émission visible des corps contenant du samarium ou de l'europium;

5° à 108° C, un pic apparaissant uniquement dans les courbes relatives aux substances qui renferment de l'europium;

6° à 125° C, un pic intense dans les courbes des émissions ultraviolette et visible des « phosphores » au plomb-samarium et dans celle de l'émission ultraviolette de CaO (Pb, Mn), surtout aux fortes concentrations en plomb;

7° vers 150° C, un pic décelable dans les courbes de toutes les substances qui contiennent du plomb, très faible, d'ailleurs, à cause de l'influence des transitions non radiatives qui se produisent à cette température.

Ces résultats sont difficiles à interpréter si l'on se limite aux mécanismes strictement monomoléculaire ou bimoléculaire et il apparaît nécessaire de faire intervenir la répartition spatiale des pièges et des centres dans le « phosphore » [5]. Dans le cas des substances à l'oxyde de calcium, on doit distinguer :

1° les pièges liés aux centres europium, qui produisent le pic de thermoluminescence à 108° C;

2° les pièges liés aux centres plomb, dont les pics correspondants sont situés à — 125, — 80, — 35, 70 et 150° C;

3° les pièges liés aux centres plomb, décelables, dans certains cas, par le pic à 125° C; le second activant semble intervenir dans leur formation;

4° les pièges liés au réseau de base, dont les pics se trouvent à 38 et 95° C.

Sur la courbe de thermoluminescence de l'émission visible des corps qui contiennent de l'europium, on observe les maxima associés aux centres europium et au réseau. L'introduction de plomb fait apparaître, à cause de l'effet de sensibilisation, les pics dus aux pièges liés à cet activant. Il est vraisemblable, par ailleurs, que les électrons des centres plomb peuvent, en partie, s'éloigner de ces centres et être capturés par des pièges liés aux centres europium suffisamment rapprochés; c'est ce qui explique que le pic à 108° C se retrouve dans la courbe de l'émission ultraviolette de ces mêmes substances.

Une explication analogue est valable dans le cas des « phosphores » qui renferment du samarium. Cependant, la sensibilisation étant plus forte, les pics associés au plomb apparaissent de façon plus intense dans la courbe de l'émission visible.

Enfin, sur les courbes relatives aux substances au plomb-manganèse et au plomb-praséodyme, pour lesquelles le phénomène de sensibilisation est prépondérant, on n'observe que les pics des pièges liés au plomb.

[1] Janin J. et Crozet A. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 91 S.

[2] Crozet A., Figuet J. et Janin J. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 12 S.

[3] Curie D (*Thèse*, Paris, 1952, 11-13) a discuté récemment cette méthode.

[4] Randall J. T. et Wilkins M. H. F. — *Proc. Roy. Soc.*, [A], 1945, **184**, 366.

[5] Urbach F. — Cornell Symposium, 1948, 129.

3. — Description d'un spectrographe magnétique pour rayons β, à double focalisation et bobines sans fer;

par MM. A. Moussa et J.-B. Bellicard.

Description et présentation des premiers résultats obtenus avec un spectrographe à double focalisation [1], dont le champ magnétique varie dans le plan de symétrie suivant la loi $H = K r^{-1/2}$ (spectrographe type Svartholm et Siegbahn). L'appareil est décrit en détail dans un Mémoire à paraître.

[1] Moussa A. et Bellicard J.-B. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 1681.

SECTION DE STRASBOURG.

SÉANCE DU 29 JANVIER 1954.

Ont été élus pour l'année 1954 :

Président, M. Cüer;
Secrétaire, M. Pluvinage.

La Communication suivante a été présentée :

Sur la détermination des faibles écarts entre niveaux par les méthodes optiques;

par M. J. Brochard,
Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Lille.

Pour déterminer l'écart $\Delta\nu$ entre deux niveaux très rapprochés (sous-niveaux de structure fine ou hyperfine), on peut, soit étudier directement la transition (du domaine des radiofréquences) entre ces deux niveaux, soit étudier les transitions de nombres d'ondes ν et $\nu + \delta\nu$, en général du domaine optique, entre les niveaux considérés et un troisième.

La seconde méthode est la plus ancienne; on peut s'attendre à une précision beaucoup plus faible, dans un rapport de l'ordre de $\delta\nu/\nu$, que pour la première méthode. Celle-ci, relativement récente, revêt diverses formes dont il faut retenir ici surtout la résonance magnétique. Elle a remporté d'éclatants succès tels que ceux obtenus dans la détermination du « Lamb's shift » et les déterminations précises des moments magnétiques des noyaux et de l'électron.

La spectroscopie optique, qui garde tout son intérêt dans l'étude de ses problèmes propres, n'est cependant pas périmée pour l'étude de la structure des niveaux. Pour le montrer, on doit séparer le cas des niveaux fondamentaux et métastables de celui des niveaux excités (non métastables).

Pour l'étude des niveaux fondamentaux et métastables, les méthodes directes semblent bien s'imposer. Pour les niveaux excités, la question n'est pas aussi tranchée.

Les transitions de radiofréquences qui sont le plus souvent dipolaires magnétiques, ont de ce fait de faibles probabilités. La présence du facteur ν^3 dans l'expression des probabilités d'émission interdit totalement au laboratoire l'étude de l'émission. Malgré la sensibilité qu'on a su donner aux méthodes liées à l'absorption, celles-ci nécessitent une proportion notable d'atomes sur le niveau étudié et, en fait, l'étude des niveaux excités n'en est qu'à la période d'essais.

L'imprécision dans les mesures tient d'une part aux appareils, d'autre part à des causes fondamentales. En fait, on mesure toujours $\Delta\nu$ et l'on n'opère jamais par différence; le facteur $\Delta\nu/\nu$ n'intervient donc que dans la stabilité que l'on doit exiger dans les réglages et non dans la précision sur les grandeurs mesurées.

Les appareils restent encore très perfectibles et ce sont surtout les causes fondamentales d'imprécision qui importent. Ces causes sont le manque d'intensité et la largeur des raies.

Aucune comparaison utile ne peut être faite entre les méthodes de radiofréquences et les méthodes optiques en ce qui concerne les intensités; nous supposons donc qu'on se limite à l'étude des phénomènes pour lesquels l'intensité est suffisante pour n'intervenir que très peu dans l'imprécision des mesures. L'accroissement de la luminosité et du temps de mesure sera alors un moyen d'accroître le nombre des phénomènes susceptibles d'être étudiés dans ces conditions.

Dans une description schématisée, on peut considérer que la largeur d'une raie résulte de trois élargissements, ceux des niveaux et celui propre à la raie.

La largeur attachée à la raie est essentiellement due à l'effet Doppler et est donnée par

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\nu}{\nu} = 7.10^{-7}\sqrt{\frac{T}{M}}.$$

Par exemple pour $\nu = 20\,000$ kaiser (cm^{-1}), une largeur de 20 millikaiser (mK) correspond à 8° K pour $M = 4$ et à 400° K pour $M = 200$. Pour les transitions de radiofréquences, la largeur Doppler reste négligeable.

Par ailleurs, on sait que la largeur naturelle d'une raie est

$$l_\lambda = \frac{1}{2c\pi}\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}\right),$$

τ_1 et τ_2 étant les durées de vie des niveaux. On peut la considérer comme la somme de largeurs

$$l_A = \frac{1}{2c\pi}\frac{1}{\tau_A} \quad \text{et} \quad l_B = \frac{1}{2c\pi}\frac{1}{\tau_B}$$

attribuées aux niveaux.

Ces largeurs sont négligeables pour les niveaux fondamentaux et métastables et, de ce fait, les mesures optiques tributaires de l'effet Doppler ne peuvent concurrencer les mesures en radiofréquences.

Pour les niveaux excités, τ, de l'ordre de 10^{-8}, conduit à $l \simeq 0,5$ mK. En outre, les niveaux excités, surtout les niveaux élevés, sont en général sensibles aux diverses perturbations, chocs (que l'on peut considérer comme réduisant la durée de vie), effet Stark, etc. Ils sont de ce fait élargis.

Finalement on peut, dans le domaine optique, amener la largeur Doppler à n'être pas très au delà des largeurs propres aux niveaux.

Deux techniques permettent de réduire l'effet Doppler. Ce sont l'emploi des jets atomiques, pratiquement limité aux raies de résonance, et le refroidissement de la source.

Le Laboratoire Aimé Cotton, à Bellevue, possède un liquéfacteur d'hydrogène et d'hélium [1]. Il possède également une installation de spectroscopie interférentielle à récepteur photoélectrique. Comme l'ont montré ses promoteurs, une telle installation est particulièrement lumineuse [2] et peut donc être utilisée pour des sources de faible intensité, les seules susceptibles d'être portées à très basse température. Les conditions nécessaires à l'étude des structures serrées y sont donc réunies.

La première étude en spectroscopie d'émission à basse température faite à Bellevue a été l'étude de la structure fine des triplets de l'hélium. Ce travail a été publié au *Journal de Physique* [3] et n'a donc pas à être décrit dans ce Compte rendu.

Pour ces mesures, la source était refroidie par de l'hydrogène liquide. Elles doivent être prochainement reprises et étendues en utilisant une source refroidie à l'hélium liquide et en profitant des constantes améliorations qui sont apportées aux appareils.

[1] Spöndlin R. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 47 S.
[2] Dufour C. et Jacquinot P. — *Journal de Recherches C.N.R.S.*, 1948, n° 6, 91.
[3] Brochard J., Chabbal R., Chantrel H. et Jacquinot P. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 433.

SÉANCE DU 12 MARS 1954.

(*) 1. — Principes de progrès dans l'entretien des pendules astronomiques;

par M. P. Bacchus,
Astronome à l'Observatoire de Strasbourg.

En dépit de l'invention d'horloges modernes (à quartz, etc.), l'intérêt des pendules à balancier subsiste grâce à leur bonne précision sur de grands intervalles de temps, et à leur rôle dans d'autres domaines que celui de la chronométrie (variations périodiques de g). Leur précision dépend de deux facteurs : stabilité de la période propre du pendule, stabilité dans la réaction du mécanisme d'entretien sur cette période propre.

Pour un pendule entretenu par des impulsions brèves, envoyées au moment des passages à la verticale, la réaction de l'entretien est nulle; il n'en est plus de même quand les impulsions sont longues et dissymétriques par rapport au passage à la verticale. Si l'une des impulsions se fait avec un retard τ (par rapport à la position théorique donnant une réaction nulle de l'entretien), la marche prise par la pendule est $\tau/2\theta$; θ désigne le temps d'amortissement de la pendule, et il est de l'ordre de 10^4 s. Pour qu'on puisse considérer la réaction de l'entretien comme nulle, à la précision ultime des horloges (soit à 10^{-9} près), le retard des impulsions devra donc être inférieur à 2.10^{-5} s. Pour une impulsion de durée 0,01 s, sa forme devra être assez bien connue pour que son centre de gravité soit défini au 1/1000e près. Il est commode de rendre cette impulsion rectangulaire.

Par ailleurs, pour assurer une constance de marche de 10^{-9}, l'amplitude d'oscillation, qui intervient dans la période par le terme en $\alpha^2/16$, devra être maintenue constante à 10^{-5} près si elle vaut 0,03 rd, à 10^{-4} pour 0,009 rd.

Il semble impossible de réaliser ces exigences avec un échappement mécanique. En effet, un retard de 2.10^{-5} s correspond à un déplacement de l'ancre inférieur à 0,1 μ; les coefficients de frottement, imparfaitement définis, interviennent dans la rectangularité du top d'entretien et dans la constance de l'amplitude. Il en résulte une influence notable de l'entretien sur la période propre (quelques dixièmes de seconde par jour). On s'est efforcé de supprimer cette influence par les moyens suivants.

Le début et la fin de l'impulsion d'entretien sont définis, non plus par des contacts matériels entre pièces mobiles, mais par une opération optique : déplacement, sur une fente, d'un spot lumineux mobile avec le pendule grâce à un jeu de miroirs. De même, l'amplitude est contrôlée optiquement par la position extrême atteinte par le spot mobile. La précision est alors limitée par la diffraction dans les faisceaux lumineux. Le progrès réalisé est comparable à celui qu'a apporté, en métrologie, la substitution des étalons à traits aux étalons à bouts. La dimension de la tache de diffraction étant de l'ordre de 0,01 mm, et l'amplitude des déplacements du spot de 100 mm (vitesse maximum du spot : 600 mm/s), on obtient bien la précision de 10^{-4} sur l'amplitude, et de 2.10^{-5} s sur l'instant du top.

Le top d'entretien, parfaitement rectangulaire, est réalisé par une bascule (flip-flop) déclenchée par les passages du spot à la verticale. La hauteur de l'impulsion est contrôlée photoélectriquement par l'amplitude des oscillations de façon à la maintenir constante.

L'énergie d'entretien est transmise au pendule par attraction électrostatique entre une armature fixe et une armature mobile portée par le pendule.

Par suite de la suppression de toute liaison matérielle du pendule, on peut le faire de petites dimensions sans altérer la précision. On diminue ainsi l'entraînement du support et l'on facilite l'uniformisation de la température.

Le pendule peut fonctionner dans le vide total, contrairement aux horloges à entretien mécanique.

L'amplitude peut être rendue petite (elle est amplifiée optiquement) et son influence diminue d'autant.

Le mécanisme d'entretien, n'ayant pas d'action sur la marche, devient interchangeable ce qui constitue une garantie précieuse contre les pannes inhérentes

aux montages électroniques. De plus, la période du pendule libre étant la même que celle du pendule entretenu, l'entretien peut être supprimé sans inconvénient pendant un certain temps (pannes de secteur).

Il est possible de compenser l'influence des petits ébranlements séismiques au moyen de deux pendules astreints à osciller en opposition. La moyenne de leurs états n'est pas altérée par un petit ébranlement.

Dans ces conditions la stabilité de l'horloge doit se réduire à celle de la période propre du pendule.

2. — Sur la détermination de nouveaux niveaux d'énergie dans ^{10}Be;

par MM. J. J. Jung, C. K. Bockelman et W. W. Buechner.

Ce travail a été effectué au High Voltage Laboratory du Massachusetts Institute of Technology (U. S. A.).

Les niveaux de ^{10}Be ont été étudiés à l'aide de

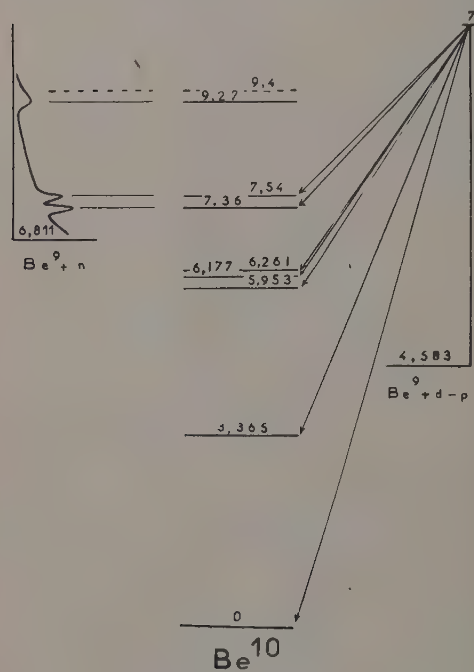


Fig. 1.

la réaction ^{9}Be (dp) ^{10}Be. A partir de la valeur de l'énergie E_1 des deutons incidents et de l'énergie E_2 des protons émis dans la désintégration, on peut déterminer les bilans de réaction Q correspondant à chaque niveau d'énergie.

Les deutons sont accélérés à l'aide du générateur van de Graaff et analysés au moyen d'un aimant analyseur. La valeur absolue de l'énergie est déterminée à l'aide des réactions bien connues ^{12}C (dp) ^{13}C, ^{16}O (dp) ^{17}O et du scattering élastique ^{9}Be (dd) ^{9}Be et ^{12}C (dd) ^{12}C. La cible de ^{9}Be est constituée par une couche très mince de métal évaporé sur un support mince de formvar.

L'énergie E_2 des protons émis dans la direction perpendiculaire au faisceau incident est mesurée à l'aide d'un spectrographe magnétique. Les protons décrivent une demi-circonférence et sont enregistrés dans une émulsion photographique nucléaire. Le rayon de courbure r de la trajectoire des protons est calculé à partir de la distance du groupe de particules dans l'émulsion à un index fixe; pour mesurer le champ magnétique H, on utilise un fluxmètre à résonance magnétique nucléaire. L'énergie E_2 est déduite des valeurs de H et de r. Le spectrographe est calibré au moyen des particules α du polonium.

Les mesures ont été faites à différentes énergies incidentes comprises entre 5,4 et 7,6 MeV.

Le niveau à 3,36 MeV était bien connu [1], les niveaux de 7,36 et 7,54 sont en bon accord avec les valeurs trouvées dans le scattering ^{9}Be (nn) ^{9}Be [2]. Le niveau de 6,2 MeV trouvé dans des expériences antérieures se compose, en réalité, de trois niveaux 5,95, 6,18 et 6,26 MeV. Les niveaux d'énergie à 5,95 et 6,26 MeV ont été confirmés très récemment [3].

Cette étude est complétée par la comparaison des niveaux des noyaux de la polyade 10.

[1] Lattes C. M. G., Fowler P. H. et Cüer P. — *Proc. Phys. Soc.*, 1947, **59**, 883.
Strait E. N., van Patter D. M., Sperduto A. et Buechner W. W. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 747.
[2] Bockelman C. K., Miller D. W., Adair R. K. et Barschall H. H. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 69.
[3] Rhodes K. B. et Mc Gruer J. N. — *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 1328.

SECTION BOURGOGNE-FRANCHE-COMTÉ (*Dijon*).

SÉANCE DU 14 NOVEMBRE 1953.

Présidence de M. de Saint Vaulry, Ingénieur aux Établissements LIP.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Remarques sur le photon;

par M. P. M. Duffieux,
de l'Université de Besançon.

J'admets que le photon existe, objet individualisé parmi les autres, d'échelle et de complexité variées. Il peut avoir certains aspects corpusculaires du fait de cette individualité mais, si nous réservons le nom de corpuscules aux termes ultimes de la subdivision de la matière, le photon n'est pas un corpuscule.

1° Les corpuscules stables sont en petit nombre : négaton, proton, neutron. Les corpuscules métastables, positon, mésons, etc., paraissent être en nombre limité. Ils représentent tous des quantités considérables d'énergie potentielle. Au contraire, il existe des photons de toute énergie même très basse.

2° Les corpuscules subsistent à l'intérieur des édifices matériels plus complexes : noyaux, atomes, molécules. Ils peuvent y être indistincts, comme des cartes dans un jeu mêlé, mais leur nombre y reste constant et leur création ou leur disparition est un phénomène rare et visible. Au contraire, le photon s'anéantit dans la matière et son existence ne peut qu'être supposée pendant le temps de son transfert entre la matière qui l'émet et celle qui l'absorbe.

3° L'énergie d'un corpuscule isolé peut varier sur son libre parcours par une accélération qui modifie la part cinétique de cette énergie. L'énergie transportée par le photon est fixée par son émission et ne subsiste en quantum individualisé que par sa vitesse, qui l'isole de toute action continue extérieure.

4° La trajectoire du photon ne peut être fixée que par les deux éléments matériels de ses extrémités. Il est cependant nécessaire de supposer entre eux l'existence « par soi » du photon. Il est en effet possible, pendant le temps de propagation, de détruire l'atome qui l'a émis et de créer l'atome destiné à le recevoir.

5° Cette trajectoire est celle de l'énergie qu'il transporte. Cette énergie est l'aspect corpusculaire, inétendu du photon; elle est limitée en quantité, elle peut être localisée et cette localisation ne peut être faite que par l'intermédiaire d'éléments matériels, de petits corps, de corpuscules au sens commun du mot. Cette énergie n'est pas étendue, c'est une valeur dont l'élément matériel est le guichet de change.

Le photon a donc deux aspects : un aspect corpusculaire qui est son aspect énergétique et permet de le localiser, de lui attribuer une trajectoire fixée avec une précision acceptable par des éléments matériels plus petits que le photon lui-même; un aspect cinématique et optique lié à ses chocs élastiques contre la matière. Il est alors une forme explorant d'autres formes et nous sommes obligés de lui attribuer une étendue, une fonction de forme.

Cette distinction permet de circonscrire les difficultés que rencontre l'optique du photon isolé du fait de son invisibilité. Les lois de l'Optique se rapportent toutes à des inflexions de trajectoire dues à des actions matérielles. Un élément rectiligne de trajectoire est alors déterminé par un atome récepteur ou émetteur et l'obstacle matériel. Sa direction seule peut être bien déterminée et ne peut l'être que si l'obstacle matériel est vu de son autre extrémité sous un angle solide négligeable. Il est donc impossible de localiser le photon au niveau de l'obstacle.

La fameuse question de savoir par lequel des deux trous d'Young est passé le photon qui contribue aux figures d'interférence constatées au delà n'a pas de sens. On confond le passage de l'énergie qui est sa non absorption avec les conditions cinématiques de son mouvement. Si le photon a passé, il peut être passé partout, même à travers l'obstacle matériel. L'examen des franges d'interférence à travers lesquelles passent les trajectoires rectilignes des photons prouve que la loi suivant laquelle l'énergie du photon est disponible autour de cette trajectoire est modifiée par le choc contre l'obstacle matériel. Le photon se déforme sous le choc et il ne paraît pas impossible de préciser davantage les lois de cette déformation.

Le photon n'est pas un corpuscule matériel, il est du mouvement qui ne transporte rien. Le fait que l'idée de mouvement nous est donnée d'abord par le déplacement des objets matériels nous fait considérer spontanément le mouvement comme une qualité provisoire de la matière. En fait l'Optique nous oblige à considérer le mouvement comme une réalité étendue, possédant une forme, mais qui n'est pas de la matière tout en représentant une certaine quantité d'énergie. Le photon est du mouvement pur qui provient non de la division de la matière mais plutôt de sa décomposition, rarement de la décomposition complète d'un corpuscule, le plus souvent de la décomposition partielle d'édifices complexes susceptibles de plusieurs configurations équilibrées.

2. — Recherches sur l'électrolyse par étincelle en courant continu;

par MM. P. Barret et Y. Doucet,
Faculté des Sciences de Dijon.

En électrolyse par étincelle en courant continu, l'étincelle qui relie l'anode aérienne à la solution peut prendre des formes très curieuses que nous avons enregistrées à l'aide d'une caméra de 16 mm sous trois vitesses de déroulement, 16, 32 et 64 images/s.

Ces enregistrements montrent que ces déformations sont dues au phénomène de pulvérisation de la solution électrolytique par l'étincelle anodique déjà étudié par l'un de nous [1].

La solution doit donc contenir un électrolyte fort et être suffisamment concentrée, l'intensité de la pulvérisation étant une fonction croissante de la concentration des ions. On utilise notamment des solutions concentrées de Na_2CO_3, K_2CO_3, KCl, etc.

Des gouttes microscopiques de la solution sont dispersées dans la phase gazeuse à une vitesse telle qu'elles sont capables de déplacer les ions du canal de la décharge en provoquant un étirement considérable du trait de feu dont le point d'impact anodique quitte la pointe de platine constituant l'anode et remonte le long de cette électrode tandis que la tache cathodique se déplace sur la surface de la solution.

Pour une tension de 8 000 V et une intensité de 20 mA, l'étincelle qui s'amorce normalement entre la pointe de l'anode et la surface liquide est étirée par le jet de gouttelettes jusqu'à une longueur 20 fois supérieure environ à la distance explosive minimum dans l'air sec. L'écartement des électrodes étant de 5 mm, l'étincelle subit ainsi une extension maximum de 10 à 12 cm sans interruption du courant comme on l'a contrôlé au moyen d'un oscillographe cathodique.

Lorsqu'elle a été étirée à sa longueur maximum, l'étincelle se désamorce et un processus analogue prend naissance par un nouvel amorçage. Tout le trait de feu émet intensément le spectre du cation en solution.

Une étude oscillographique de la chute de tension dans l'étincelle montre que la chute cathodique reste anormale et que l'étincelle ne passe pas au régime d'arc.

Dans le cas où l'électrode aérienne est la cathode, on sait que le phénomène de pulvérisation n'a pas lieu. On n'observe pas non plus de déformation de l'étincelle.

[1] Barret P. — *Thèse*, II, Paris, 1952.

3. — Mesure de la constante diélectrique et de l'absorption en ondes centimétriques;

par M. H. Hélaine,
Faculté des Sciences de Dijon.

La méthode utilisée dans ces mesures de ε' et ε'' est celle de Benoit, Roberts et von Hippel; elle met en œuvre le système d'ondes stationnaires qui s'établit dans un guide d'ondes court-circuité, ce guide étant d'abord vide puis rempli sur une certaine longueur du diélectrique dont on veut déterminer ε' et ε''.

Les mesures ont porté sur des corps (marbre, cristal de roche, latérite, ardoise, talc, etc.) à l'état de bloc solide compact et à l'état de poudre. Elles ont montré que, *pour les substances non absorbantes* ($\varepsilon'' = 0$), les formules de Böttcher

$$\frac{\varepsilon - 1}{3\varepsilon} = \delta\,\frac{\varepsilon_1 - 1}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon}$$

et de Bruggeman

$$1 - \delta = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon}{\varepsilon_1 - 1}\sqrt[3]{\frac{1}{\varepsilon}}$$

constituent en ondes centimétriques comme en basse fréquence une bonne approximation permettant, à partir de la valeur expérimentale de la constante diélectrique ε d'une poudre non absorbante, de remonter à celle ε_1 du solide correspondant.

SECTION D'ALGER.

SÉANCE DU 27 AVRIL 1954.

La distillation solaire de l'eau en Algérie;

par MM. G. Lejeune et J. Savornin.

Il est intéressant dans un pays aride où les eaux sont peu abondantes et saumâtres, d'utiliser l'énergie solaire pour les distiller et les rendre potables. De nombreuses recherches ont été effectuées dans différents lieux du globe, depuis le milieu du siècle dernier, pour obtenir des installations peu coûteuses à rendement intéressant. Elles ont conduit à deux groupes d'appareils, les premiers opérant sous un vide partiel, les seconds à la pression ambiante.

I. Pouget [1] avait installé à Alger en 1926 un appareil du premier type, formé d'une chaudière plate en zinc disposée sur une terrasse de la Faculté des Sciences à 11 m du sol, qui constituait la chambre d'un baromètre à colonne d'eau. L'extérieur était noirci, le tout placé dans une cage vitrée. L'eau préchauffée à la flamme de pétrole était introduite dans l'appareil à distiller où elle se vaporisait, la condensation avait lieu sur un serpentin refroidi par un courant d'eau.

D'autres essais encourageants ont été effectués ensuite, notamment par P. Seltzer, avec un châssis vitré formant boîte sans fond posée sur un bac à eau à niveau constant. La chaleur solaire évapore l'eau, qui se condense sur la vitre avant, inclinée et munie d'une rigole à sa partie inférieure.

Nous avons de notre côté expérimenté des appareils fonctionnant sur le même principe, en nous efforçant de diminuer au maximum les pertes de chaleur, tout en conservant une construction simple. La vitre avant est inclinée de telle façon que l'obliquité des rayons solaires soit réduite au maximum pendant les heures chaudes, des plaques d'aluminium réfléchissant tapissent les autres parois internes, le bac évaporateur noirci, contenant 2 cm de hauteur d'eau, est posé sur le fond du châssis formant un socle en liège aggloméré épais. Dans un autre modèle, une vitre arrière inclinée, constamment à l'ombre, sert de condenseur.

On peut appeler « rendement », comme l'a proposé Maria Telkes [2], le rapport entre la quantité d'eau distillée obtenue par jour et la quantité que l'on obtiendrait si toute la chaleur solaire que reçoit le bac était utilisée à échauffer, puis à vaporiser l'eau. A cet égard, pour des appareils de moins de 1 m² de surface, nous avons obtenu des rendements de 60 à 65 pour 100 au mois de mars : la quantité de chaleur reçue journellement à cette époque par une surface horizontale de 1 cm² est, d'après Seltzer [3], de 400 cal en moyenne à Alger, contre 275 à Paris. Il apparaît d'ores et déjà que l'on peut compter par ce procédé, pendant sept mois de l'année, obtenir en Algérie par jour ensoleillé plus de 4 l d'eau distillée par mètre carré de surface horizontale du bac à eau. C'est une quantité intéressante, si l'on parvient à réduire à des proportions modestes le coût de l'installation.

[1] Pouget I. — *Bull. Soc. Hist. Nat. Af. du N.*, 1927, **18**, 14.
[2] Telkes M. — *Ind. Eng. Chem.*, 1953, **45**, 1108.
[3] Seltzer P. — Le climat de l'Algérie, Alger, 1946.

Le Gérant : Maurice Blondin. 145096 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1954.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, RUE DE RENNES, PARIS (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SÉANCE DU 19 FÉVRIER 1954.

Présidence de M. KASTLER.

M. LE PRÉSIDENT rend hommage à M. R. BARTHÉLÉMY, décédé le 12 février, puis présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. BATAILLER (Gilles), Ingénieur E. N. S. M. A., Licencié ès sciences, Diplômé d'études supérieures, Assistant de Physique à la Faculté des Sciences, 6 *bis*, rue Scheurer-Kestner, Poitiers (Vienne), présenté par MM. Chartier et Gray.

COMBRISSON (Jean), Ingénieur E. P. C. I., Ingénieur au Commissariat à l'Énergie Atomique, 6, rue Mizon, Paris (15e), présenté par MM. Langevin et Lucas.

HAEUSLER (Claude), Licencié ès sciences, Stagiaire de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 17, rue La Vieuville, Paris (18e), présenté par MM. Barchewitz et J. P. Mathieu.

HENRY (Lucien), Licencié ès sciences, Ingénieur, 5, rue de Paris, à Romainville (Seine), présenté par MM. M. Curie et Barchewitz.

KAHAN (Théo), Maître de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 12, rue Jean-Dolent, Paris (14e), présenté par MM. Kastler et Vassy.

LAPORTE (Jean), Licencié ès sciences, Stagiaire de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 38, rue de la Tour-d'Auvergne, Paris (9e), présenté par MM. Barchewitz et J. P. Mathieu.

LEGAY (François), Licencié ès sciences, Diplômé d'études supérieures, Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 27, rue du Belvédère, à Boulogne-sur-Seine, présenté par MM. Barchewitz et J. P. Mathieu.

MONTMORY (Robert), Licencié ès sciences, Diplômé d'études supérieures, Aide-physicien à l'Observatoire du Puy-de-Dôme, 120, avenue Léon-Blum, à Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme), présenté par MM. Dessens et Jaffray.

MASSON (Henri), Maître de conférences de Physique à l'Institut des Hautes Études de Dakar (A. O. F.), présenté par MM. Vodar et S. Robin.

PETIT (Georges), Docteur ès sciences, Chargé de recherches, 105, avenue du Roule, à Neuilly-sur-Seine, présenté par MM. E. Darmois et Epelboin.

ROBIN (Jean), Licencié ès sciences, Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 1, place Saint-Sulpice, Paris (6e), présenté par MM. Vodar et Schwetzoff.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Sur les théories des systèmes de semi-conducteurs à la lumière de nouvelles recherches ;

par M. S. TESZNER,

Ingénieur-Conseil.

Sous le terme, système de semi-conducteurs, on comprend toute association d'un semi-conducteur et d'un métal ou encore de deux semi-conducteurs du même type ou des types opposés, dont la caractéristique tension-courant est régie par les phénomènes de contact. La couche limite du semi-conducteur formant couche de barrage joue alors un rôle essentiel qui est à la base des phénomènes de redressement du courant, d'amplification et aussi de la non-linéarité de la caractéristique tension-courant.

Les théories développées jusqu'ici permettent d'expliquer correctement la plupart des constatations expérimentales, mais paraissent généralement en défaut pour ce qui concerne la caractéristique tension-courant inverse des systèmes redresseurs dont l'importance est comparable à celle de la caractéristique directe et qui est, en outre, déterminante pour le fonctionnement des complexes de semi-conducteurs (résistances non linéaires). Quelques résultats expérimentaux récents, où ce désaccord ressort nettement, sont fournis et les anomalies apparentes sont discutées.

On développe alors une nouvelle conception de la couche de barrage qui semble permettre, tout en conservant l'ossature des théories les plus représentatives, de concilier les conclusions théoriques avec les constatations expérimentales.

Suivant cette conception, tout semi-conducteur électronique extrinsèque comporte, à la surface ou, éventuellement, sur la face antérieure d'une couche isolante ou quasiisolante superficielle s'il en existe, une concentration des charges, négatives lorsque le semi-conducteur est du type n et positives lorsque le

semi-conducteur est du type p. On considère d'abord le premier cas et l'on suppose que le semi-conducteur est monotype. Les électrons formant les charges négatives superficielles sont abandonnés par des atomes d'impuretés, répartis dans la substance, au profit de « pièges » qui existent nécessairement en surface. Il en résulte, d'autre part, une charge positive des donneurs répartie spatialement, compensée de plus en plus à mesure que l'on avance à l'intérieur de la substance par la charge négative des électrons, jusqu'à compensation complète à la lisière de la couche de barrage.

On fournit l'équation intégrale du champ interne dont la couche de barrage est le siège. Ce champ contrecarre la migration d'électrons en surface et, ainsi, le développement de la charge superficielle; par suite, la constitution de la couche de barrage exige l'application d'un champ d'origine externe (ce paraît être le rôle principal du traitement électrique connu sous le nom de la « formation » des redresseurs).

L'équation du champ détermine l'état d'équilibre interne de la couche de barrage; une solution numérique est donnée, à titre d'exemple, pour un germanium du type n, sous forme d'un diagramme du champ et de la répartition des charges.

Sur le plan formel (image quantique de contact à l'état d'équilibre), cette couche est équivalente à une couche p, dont l'existence est admise dans les théories récentes; il en résulte un potentiel négatif en surface s'ajoutant au potentiel d'extraction du semi-conducteur. Toutefois, *il n'en est plus de même sur le plan physique*; en particulier, cette conception admet *la possibilité de l'évolution de la charge superficielle* pour le champ externe orienté dans le sens inverse, c'est-à-dire de même sens que le champ interne.

Lorsque l'intensité de ce champ est relativement faible, les électrons venant de l'électrode extérieure vont traverser en petit nombre la couche superficielle, certains s'accrochant aux pièges demeurés inoccupés. Il s'ensuivra un accroissement de la hauteur de la barrière de potentiel, en même temps que son élargissement, par répulsion des charges négatives empiétant originellement sur la lisière de la couche de barrage jusqu'au delà de cette lisière. Bien au contraire, lorsque ce champ sera relativement intense, les électrons pourront être arrachés aux pièges et la probabilité de ce « décrochage » sera d'autant plus grande que l'intensité de ce champ sera élevée. Ces électrons pourront se recombiner au passage avec les donneurs répartis spatialement et il s'ensuivra à la fois une réduction de la hauteur et un rétrécissement de la barrière de potentiel.

Dans le sens direct, le mécanisme des phénomènes serait équivalent à celui énoncé dans les théories existantes, les charges négatives venant de l'intérieur du semi-conducteur dépassant de plus en plus, avec champ externe croissant, la lisière de la couche de barrage originelle. La barrière de potentiel serait ainsi de plus en plus réduite, jusqu'à son arasement complet.

La théorie proposée confirme donc les résultats corrects fournis par les théories actuelles, pour ce qui concerne la caractéristique directe des systèmes redresseurs. Par contre, pour ce qui concerne la caractéristique inverse, elle fournit des résultats différents et, notamment, elle paraît susceptible d'éliminer les anomalies apparentes et de rendre les prévisions théoriques conformes aux résultats expérimentaux.

La théorie demeure également valable pour des semi-conducteurs du type p, les signes respectifs des charges étant évidemment inversés, et les pièges en surface à considérer étant non plus des pièges à électrons mais des pièges à trous.

Une expression des courants, directe et inverse, est donnée.

Les images quantiques des systèmes redresseurs et des systèmes complexes sont présentées et leur évolution en fonction du champ externe est discutée.

Dans le cas pratique des complexes constitués par des grains de carbure de silicium du même type en contact, noyés dans un liant isolant, on tient compte, en outre, de la présence en surface des grains d'une pellicule isolante de silice, plus ou moins épaisse et, d'autre part, de l'expansion du courant au delà de la surface de contact proprement dite.

Une expression de ce courant complémentaire à travers le liant est fournie et l'on montre que l'on arrive ainsi à expliquer toutes les particularités des caractéristiques tension-courant relevées expérimentalement.

Cette Communication est développée dans un article paru depuis sa présentation dans la *Revue Générale de l'Électricité* de juin 1954.

2. — Rôle des dislocations dans la croissance des cristaux. Application des interférences en lumière polarisée à la détection et à la mesure des spirales de Frank;

par Mme A. R. Weill.

Rappel des théories classiques de la croissance. — Le traitement du problème de la croissance des cristaux à partir de la condensation d'une phase vapeur a été l'objet de nombreuses études depuis le moment où Gibbs [1] l'a envisagé. Dès 1875, la notion de périodicité s'est trouvée introduite pour la formation de surfaces planes. Pierre Curie [2] a cherché à déterminer la forme d'équilibre d'un solide telle que l'énergie de surface — somme des énergies superficielles des différentes faces — soit minimum. Il s'agissait ici de la croissance des cristaux à partir d'une solution.

Enfin Wulff [3] a exprimé la loi générale sur laquelle ont été fondées les recherches les plus récentes : *Dans un cristal en équilibre, les distances des faces au centre du cristal sont proportionnelles aux énergies libres de ces faces par unité d'aire.*

Cependant, les calculs menés par Becker et Döring [4] après les travaux de Kossel, parmi d'autres, donnent une formule théorique qui représente très mal l'allure de la croissance réelle, telle qu'elle est observée par les expérimentateurs [5].

Après la mise au point de G. P. Thomson [6], N. F. Mott propose à ses collaborateurs de l'Université de Bristol de reprendre la question à partir des

derniers travaux publiés entre autres, par Stranski [7] et Frenkel [8].

Introduction du rôle du défaut cristallin dans le phénomène de croissance. — Cherchant à augmenter la probabilité de la formation du germe initial dans la vapeur et celle de la répétition de la nucléation après achèvement d'une couche monomoléculaire complète, Burton et Cabrera [9] ne parviennent cependant pas, sans nouvelles hypothèses, à expliquer les vitesses de croissance réellement observées dans les cas où la vapeur est faiblement sursaturée.

F. C. Frank [10] suggère alors qu'à un certain stade de développement du germe initial, il peut se produire dans le cristal en formation des défauts d'ordre cristallographique, à l'échelle atomique. Il en déduit, en s'attachant à l'influence qu'aurait un type bien déterminé de défaut, la dislocation en hélice (1), que les manifestations de la croissance seraient des figures en spirales dessinant des pyramides de symétries variées suivant les conditions physico-chimiques de la formation du solide et le type de son réseau cristallographique.

Un traitement mathématique complet du problème est donné peu de temps après par Burton, Cabrera et Frank [11], cependant que les vérifications expérimentales se multiplient, grâce aux progrès des techniques de microscopie; dès 1952, Frank en donne un aperçu général impressionnant [12].

Un large champ s'ouvre ainsi à l'investigation des physiciens, des minéralogistes, des cristallographes et des chimistes. De plus, les microscopistes sont mis à l'épreuve pour la détection du phénomène et sa mesure. En effet, pour la première fois, le défaut du réseau à l'échelle atomique devient visible au microscope optique et des gradins de l'ordre d'une molécule, ou d'un atome, sont facilement observables, dans certains cas particuliers mesurables, par diverses techniques interférométriques, pratiquées notamment par Tolansky et dans son laboratoire [13].

Observations en lumière polarisée. — Pour notre part, après avoir recherché quelques cas typiques de ce mode de croissance [14] dont on ne connaît pas encore exactement les limites, nous avons fait appel à la collaboration de l'Institut d'Optique pour rechercher les méthodes d'observation et de mesure les mieux appropriées à l'étude du phénomène.

Le cristal de choix pour ces études est le carbure de silicium qui, grâce au polytypisme de sa structure, présente une très grande variété de figures de croissance et en particulier des gradins de hauteur extrêmement variables.

Nous nous sommes intéressée en premier lieu à la mesure des marches élevées de plusieurs centaines d'angströms (2). Grâce au dispositif interférentiel de M. Nomarski à deux ondes polarisées (3) adaptable au microscope pour la lumière réfléchie (présenté à l'Exposition de la Société française de Physique en mai 1952), nous avons réussi à mesurer des hauteurs de gradins depuis quelques dizaines jusqu'à quelques milliers d'angströms. Une variante du dispositif pour l'observation en contraste interférentiel permet de déceler des marques invisibles dans les examens courants; de plus, les vues d'ensemble de cristaux portant de nombreuses spirales montrent de façon frappante les reliefs de la surface.

Situation actuelle du problème. — Même sans disposer des techniques de microscopie les plus raffinées, on peut retrouver, en particulier sur les faces naturelles des minéraux, les signes caractéristiques de ce mode de croissance; ces travaux ont été spécialement développés à l'Université de Gand [15] et au Royal Holloway College (Université de Londres) [16]. De plus, les recherches portent actuellement sur le rôle des dislocations dans les phénomènes d'attaque chimique, processus réciproque de celui de la croissance.

Le fait que la manifestation du défaut de réseau est observable, est d'importance primordiale en physique des solides. Des mécanismes analogues à ceux de la croissance à partir de deux dislocations en hélice voisines et de sens contraire, sont envisagés pour interpréter certains modes de déformation plastique. De plus, des stades de cristallisation métallique, prévus par la théorie des dislocations, prennent tout leur sens grâce à la possibilité de mettre en évidence des régimes de dislocations, soit au microscope [17], soit aux rayons X [18]. Enfin, les travaux sur le polytypisme des cristaux et la parenté entre la périodicité des défauts et la formation des macles permettent de donner des modèles physiques corrects de types chimiques ou minéralogiques bien définis, à condition que la précision des mesures de hauteur des gradins soit suffisante, ce que paraît assurer la méthode interférentielle à deux ondes polarisées telle que nous l'avons pratiquée.

[1] Gibbs J. W. — L'équilibre des substances hétérogènes. *Trans. Conn. Acad. Arts and Science*, 1875, repris par Maxwell. Conférence du 18 février 1876 : Les preuves dynamiques de la constitution moléculaire des corps. *Nature*, vol. XI et *The Scientific Papers of James Clerk Maxwell*, Hermann, Paris, 1927, vol. II, p. 426; *cf.* Gibbs J. W. Collected Works. 1878, I. Ed. Longmans, Green et Cie, 1928, note de la page 325.
[2] Curie P. — Œuvres. Ed. *Société de Physique*, 1908, p. 156.
[3] Wulff. — Cité par von Laue M. *Z. Kristall.*, 1943, **105**, 124 et réf. [11].
[4] Becker R. et Döring W. — *Ann. Physik*, 1935, **24**, 719.
[5] Volmer M. et Schultze W. — Cités par Mott N. F., *Nature*, 1950, **165**, 295; *Z. phys. Chem.* [A], 1931, **156**, 1.
[6] Thomson G. P. — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **41**, 403.
[7] Stranski I. N. et Kaischew R. — *Physik. Z.*, 1935, **36**, 393.

(1) Certains auteurs français traduisent « screw dislocation » par l'expression « dislocation en vis »; l'expression « en hélice » nous paraît plus conforme au langage cristallographique.

(2) Le cas théorique correspondant a fait l'objet d'une Note récente de N. Cabrera (*J. Chem. Physics*, 1953, **26**, n° 6, 1111).

(3) Le principe de la méthode (Brevets C. N. R. S., Nomarski, n°s 1059123 et 4) a été signalé par Mme A. R. Weill (*Mémorial de l'Artillerie française*, 2e fasc., 1953, p. 473) et a été exposé en détails par M. G. Nomarski et Mme A. R. Weill dans un Mémoire paru dans le numéro spécial (75e anniversaire) du *Bulletin de la Société française de Minéralogie et de Cristallographie.*

[8] Frenkel J. — *J. Phys. U. R. S. S.*, 1945, **9**, 392.
[9] Burton W. K. et Cabrera N. — *Disc. Faraday Soc.*, 1949, **5**, 33-40.
[10] Frank F. C. — *Disc. Faraday Soc.*, 1949, **5**, 48-67.
[11] Burton W. K., Cabrera N. et Frank F. C. — *Phil. Trans. Roy. Soc.* [A], 1951, **243**, nº 866, 299-358.
[12] Frank F. C. — *Phil. Mag.*, Supplément, 1952, **1**, 91.
[13] Griffin L. J. — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 775 et 1337; 1952, **43**, 827.
[14] Weill A. R. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 1068; 1952, **235**, 256.
[15] Amelinckx S., Grosjean C., Dekeyser W. et Gevers R. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 113, 971, 1793, etc.; *J. Chim. Phys.*, 1951, **48**, 475; 1952, **49**, 411 et 1953, **50**, 45.
[16] Verma A. R. — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 1005; *Nature*, 1952, **169**, 540, etc. et l'Ouvrage récent : Crystal Growth and Dislocations, Butterworths Scientific Publication, Londres, 1953, 182 pages.
[17] *Voir* l'Ouvrage récent de Read W. T. — Dislocations in Crystals, Mc'Graw Hill, New-York, 1953, ou celui plus théorique de Cottrell A. H. — Dislocations and Plastic flow in Crystals, Clarendon Press, Oxford, 1953.
[18] Symposium sur la polygonisation, in Progress in Metal Physics, Butterworths Scientific Publications, Londres, 1951, **2**, 151-202.

SECTION D'OPTIQUE.

SÉANCE DU 8 JANVIER 1954.

1. — Étude expérimentale de la limite de résolution en fonction de la cohérence;

par M. A. Arnulf,
Institut d'Optique, Paris.

On donne les résultats de mesures des limites de résolution de l'œil en lumière de cohérence variable pour un objet composé de deux points lumineux. Lorsque le diamètre pupillaire est assez petit pour que l'image rétinienne soit une tache de diffraction, on obtient une bonne vérification des résultats théoriques de Zernike et de Hopkins, mettant bien en évidence l'effet du facteur de phase introduit par Hopkins. Quand ce facteur est nul, l'éclairage reste incohérent quelle que soit la largeur de la source. Lorsque ce facteur est égal à — 1, on peut obtenir de fortes valeurs négatives de la cohérence qui entraînent la séparation de points dont la distance est très inférieure à la limite de résolution théorique.

Par contre, pour les diamètres pupillaires naturels, la variation de la cohérence en grandeur et en signe a un effet très faible, pratiquement négligeable.

On termine en présentant quelques résultats relatifs à la mire de Foucault, en éclairage centré et excentré.

Les détails de cette étude ont fait l'objet d'un article publié dans la *Revue d'Optique* en octobre 1953, p. 529.

2. — Nouveau photomètre pour l'étude en incidence variable des couches minces;

par M. F. Abelès et Mlle M. Millécamps,
Institut d'Optique, Paris.

Description de l'appareil utilisé, qui permettait d'effectuer des mesures de facteurs de réflexion et de transmission pour toutes les incidences et différents états de polarisation de la lumière. Étude d'une lame de quartz fraîchement polie et d'une lame de verre datant de 12 ans. Pour les deux, les formules de Fresnel donnant les facteurs de réflexion sont remarquablement bien vérifiées.

Nous avons étudié ensuite des lames minces de TiO_2. Pour cela, nous avons mis au point une méthode nouvelle permettant de déterminer l'indice et l'épaisseur d'une lame mince transparente à partir de la mesure des facteurs de réflexion pour une incidence donnée et pour des vibrations parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence [1]. Ceci permettait aussi de suivre les variations éventuelles de l'indice de réfraction avec l'angle d'incidence. Les lames étudiées paraissaient être isotropes et leurs facteurs de réflexion suivaient la loi d'Airy. Nous avons étudié des échantillons provenant de poudres de rutile et d'anatase et nous avons examiné aussi l'influence du recuit. Nous avons vérifié aussi que la méthode, préconisée par l'un d'entre nous et qui consiste à déterminer l'angle de Brewster relatif à la réflexion air-couche [2], reste valable même lorsque la lame mince est déposée sur un support métallique.

[1] Abelès F. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 1412.
[2] Abelès F. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 553.

SÉANCE DU 5 FÉVRIER 1954.

1. — Spectrographie infrarouge appliquée à l'étude de la structure fine;

par Mme M.-L. Grenier et M. G. Amat,
Laboratoire d'infrarouge du P. C. B.

L'étude de la structure fine d'une bande de vibration-rotation exige l'emploi d'un spectrographe à haut pouvoir de résolution. Les spectrographes à réseau utilisés (du type « montage de Pfund ») permettent d'étudier un domaine de longueurs d'onde compris entre 1,5 et 5 μ. Entre 1,5 et 2,8 μ, le système dispersif est un réseau à 600 traits/mm et le récepteur une cellule au sulfure de plomb. Entre 3 et 5,5 μ, le système dispersif est un réseau à 300 traits/mm et le récepteur une cellule au tellurure de plomb. Les spectres de bandes connues de la vapeur d'eau, du gaz carbonique, de l'acide chlorhydrique permettent de se rendre compte de la résolution de ces spectrographes : dans les meilleures conditions, deux raies distantes de 0,3 cm^{-1} peuvent être séparées.

Pour analyser la structure rotationnelle d'une bande, il importe de pouvoir mesurer avec précision les nombres d'ondes des différentes raies. Les nombres

d'ondes de référence, permettant d'effectuer cette mesure, sont obtenus en utilisant, soit un spectre d'émission connu, soit les franges d'interférences produites par un étalon Perot-Fabry d'épaisseur connue, soit la structure fine d'une bande de vibration-rotation déjà étudiée.

Lorsque le spectrographe ne comporte pas un dispositif spécial permettant d'enregistrer simultanément le spectre de référence et le spectre à étalonner, il est nécessaire d'enregistrer ces deux spectres successivement en portant sur chacun d'eux des repères permettant de les comparer. Pour mesurer par cette méthode des nombres d'ondes avec une précision égale ou inférieure à 0,1 cm^{-1}, il importe que les repères portés sur les deux spectres soient définis avec une précision de l'ordre de 0,01 à 0,02 cm^{-1}. (La précision des mesures est alors limitée par l'erreur commise en pointant les maxima d'absorption pour chaque raie de rotation.) Ainsi apparaît la nécessité d'utiliser, pour obtenir les repères, un système qui ne soit susceptible d'aucun glissement. Nous avons eu recours à une méthode optique permettant d'obtenir des repères liés directement à la position du réseau, sans aucun intermédiaire mécanique.

Cette méthode d'étalonnage a été utilisée pour l'étude de la bande $2\nu_3$ de l'oxyde azoteux N_2O. Les résultats obtenus pour les nombres d'ondes des raies de rotation et du centre de la bande sont en bon accord avec ceux que l'on obtient par le calcul.

Cette étude fait l'objet d'un article qui paraîtra prochainement au *Journal de Physique*.

2. — Spectrométrie infrarouge de 0,9 à 3 µ;

par M. G. Hepner,
Laboratoire de Recherches physiques de la Sorbonne.

Cette Communication est le développement de quelques parties de l'article paru dans le *Journal de Physique* en décembre 1953, p. 717.

SÉANCE DU 12 MARS 1954.

1. — Recherches de laboratoire sur les radiations non identifiées des comètes et des étoiles carbonées.

par Mme R. Herman,
MM. L. Herman et J. Akriche.

Les spectres des comètes et des étoiles carbonées de la classe N contiennent un certain nombre de bandes discrètes et de raies non encore identifiées. De plus, ces dernières montrent une absorption qui croît exponentiellement vers l'ultraviolet à partir de 4 500 Å environ.

Ces problèmes ont stimulé de nouvelles recherches sur le carbone et les radicaux simples contenant de l'hydrogène et du carbone.

On donne un bref exposé des expériences récentes faites par les auteurs sur les décharges à travers des mélanges gazeux. Les résultats obtenus sont comparés aux observations cométaires et stellaires.

2. — Progrès récents dans l'étude de l'ultraviolet lointain;

par M. B. Vodar,
Laboratoire des Hautes Pressions,
Bellevue (Seine-et-Oise).

Malgré les travaux classiques qui ont conduit à la jonction des spectres des rayons X et des spectres optiques et malgré les travaux remarquables qui ont suivi, l'ultraviolet lointain (de 2 000 à 100 Å) jusqu'à ces dernières années, restait si mal connu que la courbe d'absorption de l'air même n'y avait pas été étudiée quantitativement. La présente Communication résume très brièvement les quelques recherches faites depuis environ dix ans au Laboratoire de Physique-Enseignement de la Sorbonne (M. le Professeur E. Darmois) par une équipe [1] comprenant Mlle N. Astoin, Mme J. Granier-Mayence, Mme A. Johannin-Gilles, Mme S. Robin, M. J. Romand, M. V. Schwetzoff et moi-même. Faute de temps, dans cet exposé, on s'est limité à la description du progrès des méthodes et des techniques, en insistant sur les procédés spectrophotoélectriques; seules de brèves allusions aux travaux étrangers ont pu être faites. Le principal but des travaux de notre groupe était l'étude des niveaux électroniques des solides, en particulier ceux des solides moléculaires, très mal connus [1], mais des résultats sur des gaz et vapeurs ont été également obtenus, notamment sur des gaz atmosphériques qui paraissent intéressants depuis que le spectre solaire a été étendu vers l'ultraviolet lointain.

Les dispositifs existants couvrent toute la région 100 à 2 000 Å par des procédés photographiques ou photoélectriques (spectrographe à prisme de fluorure de lithium [2], spectrographe à réseau en incidence normale [3], spectrographe à réseau en incidence rasante [4], monochromateur à réseau en incidence normale [5], [6], avec divers récepteurs photoélectriques [7]).

Voici quelques points traités :

1° *Sources.* — *a.* Sources continues (décharges de Lyman); on améliore la stabilité en utilisant un tube capillaire en alumine [8].

b. Décharge entretenue, du type lampe à hydrogène; réalisation d'une source sans fenêtre, compacte et de forte puissance [9].

c. Étincelle dans le vide, étincelle « glissante » sur carbone, d'intensité et de position stable, utilisable en photométrie [10].

2° *Fenêtres transparentes.* — Emploi de couches obtenues par évaporation et soutenues par des grilles comme en microscopie électronique [11]; des couches très minces de SiO sont transparentes et sensiblement étanches et résistent à l'échauffement contrairement aux pellicules de collodion décrites par Holweck [12].

3° *Spectrophotométrie photographique.* — *a.* Gradation photométrique des clichés; cette gradation est toujours faite par la méthode simple et directe [3] des grilles étalonnées; avec le spectrographe à réseau

(1) Cette équipe a été transférée récemment au Laboratoire des Hautes Pressions de Bellevue.

en incidence oblique, le faisceau étant étroit, on utilise une grille fine de microscopie électronique [13].

b. Dispositif cryostatique pour l'étude des couches minces condensées à basse température (qui a permis l'étude de O_2, NO, N_2O solides dans la région de Schumann [14]).

4° *Spectrophotométrie photoélectrique.* — Au début de ces recherches les monochromateurs à vide qui avaient été décrits n'avaient guère été utilisés et l'on ne savait pratiquement rien des méthodes de spectrophotométrie photoélectrique dans cette région spectrale, mais très récemment plusieurs travaux ont été faits aux États-Unis. Voici les principaux points que nous avons étudiés :

a. Monochromateur à réseau en incidence normale; procédé de focalisation pour deux fentes relativement distantes [15].

b. Récepteurs usuels (photomultiplicateurs commerciaux) précédés d'une couche fluorescente; nos résultats confirment que le salicylate de sodium est la substance fluorescente la plus satisfaisante [6].

c. Récepteurs à fenêtres transparentes : réalisation de photocellules et de photomultiplicateurs électromagnétiques à fenêtres transparentes jusqu'à 1450 Å; étude des couches complexes au césium sur argent oxydé, aux antimoniures alcalins et Cu—Be; les rendements peuvent être excellents dans la région étudiée [16], [17], [7].

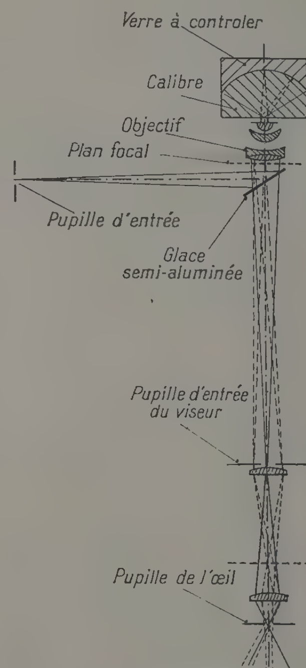
5° *Réduction de la lumière parasite.* — C'est un problème essentiel dans cette région où un réseau couvert de platine semble favorable [3]. Une double dispersion était difficile à réaliser pour les longueurs d'onde les plus courtes à cause notamment des mauvais pouvoirs réflecteurs, mais on peut réduire l'action de la lumière parasite en utilisant des procédés photoélectriques : *a.* modulation de la lumière directe seule, sans modulation du fond continu parasite, grâce à divers procédés dont le meilleur semble être une oscillation de la fente parallèlement à sa longueur (spectre stigmatique) ou à la rigueur parallèlement au spectre; *b.* utilisation des potentiels retardateurs dans les récepteurs photoélectriques pour créer un seuil photoélectrique variable à volonté, éliminant l'effet des grandes longueurs d'onde (filtre passe-haut) [7].

[1] SEITZ F. — Théorie moderne des solides, Paris, p. 465.
[2] GILLES Mlle A. et VODAR B. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 513.
[3] ROMAND J. — *Ann. Phys.*, 1949, **4**, 529.
[4] ASTOIN Mlle N. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 695.
[5] ROBIN Mme S. et VODAR B. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 63.
[6] ROBIN Mme S. — *Rev. Opt.*, 1954, **33**, 193 et 377.
[7] SCHWETZOFF V. — *Rev. Gén. Électr.*, sous presse.
[8] ROMAND J. et VODAR B. — *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **225**, 574.
[9] ROBIN Mme S., ROBIN S. et VODAR B. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 671.
[10] VODAR B. et ASTOIN Mlle N. — *Nature*, 1950, **166**, 1029.
[11] ASTOIN Mlle N. et VODAR B. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 424.
[12] HOLWECK F. — De la lumière aux rayons X. Presses Universitaires, Paris, 1927.
[13] ASTOIN Mlle N. et VODAR B. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 424.
[14] ROMAND J. et VODAR B. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 631.
[15] ROBIN Mme S. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 451.
[16] SCHWETZOFF V. et ROBIN Mme S. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 316.
[17] SCHWETZOFF V., ROBIN Mme S. et VODAR B. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 369.

3. — Contrôle avec un calibre de miroirs très ouverts. Application de la méthode d'observation normale des franges de Newton ;

par M. P. ROUSSEAU,
Institut d'Optique, Paris.

On utilise un microscope métallographique muni d'un objectif à immersion ($f = 2$ mm). On pose le calibre convexe sur la surface concave à étudier et l'on met au point sur le centre de courbure du calibre.



La figure d'interférences reproduit la différence de forme entre le calibre et le miroir. Les franges sont localisées dans la pupille de sortie de l'objectif à immersion. On les observe en remplaçant l'oculaire par un viseur.

Le dispositif permet de contrôler des surfaces sphériques, de rayon allant de 1 à 50 mm avec une erreur inférieure à $\lambda/10$ (en lumière filtrée).

La figure représente schématiquement le montage utilisé. La *pupille d'entrée* du faisceau d'éclairage est constituée par le diaphragme de champ de l'illuminateur vertical. La *pupille d'entrée du viseur* coïncide avec le plan de l'image intermédiaire qui normalement est observée à l'aide d'un oculaire.

Le centre de courbure commun de la surface à examiner et du calibre prend la place de l'objet.

Le calibre est taillé dans un verre d'indice 1,515 et est lié par immersion à l'objectif.

Grâce à l'ouverture angulaire importante (120°) de l'objectif, il est possible d'étudier des surfaces très ouvertes. La valeur du rayon de courbure importe peu. L'image de la surface à examiner se forme dans le plan focal arrière de l'objectif si ce rayon est très grand et s'éloigne seulement de 2 mm de cette position dans le cas d'une lentille de rayon de courbure 2 mm (ceci pour la longueur focale 2 mm de l'objectif).

Un viseur de grandissement 4 à 10 fois mis au point sur l'ouverture de sortie de l'objectif permet l'observation commode des franges d'interférence entre les deux ondes réfléchies sur les deux surfaces à comparer.

Il est intéressant d'utiliser de la lumière monochromatique variable obtenue à l'aide d'un filtre interférentiel dont on modifie l'inclinaison. On peut ainsi déplacer les franges sans toucher au calibre.

L'emploi de ce dispositif, mis au point pour un contrôle très sévère de surfaces d'un objectif à miroir, est indiqué pour l'examen des surfaces d'ouverture comprise entre 60 et 140° et peut faciliter en particulier la fabrication des lentilles frontales des objectifs puissants de microscope.

SÉANCE DU 2 AVRIL 1954.

1. — Les espaces de Riemann en Optique ;

par M. G. Toraldo di Francia,
Professeur à l'Université de Florence.

Le principe de Fermat établit pour les rayons une propriété de minimum analogue à celle qui vaut pour les géodésiques d'un espace de Riemann. Cela permet de faire correspondre à chaque distribution continue d'indice de réfraction un espace de Riemann représentatif ayant une métrique appropriée. En utilisant les propriétés bien connues des géodésiques des espaces de Riemann, on peut déduire d'intéressantes propriétés des rayons. On est ainsi amené à découvrir des distributions d'indice de réfraction qui représentent des instruments parfaits. Des applications très brillantes ont été faites aux systèmes optiques pour microondes.

Le texte de cette Communication sera publié dans *Optica Acta*.

2. — Possibilités d'amélioration du contraste des images par filtrage des fréquences spatiales ;

par M. P. Croce,
Institut d'Optique, Paris.

En formant le spectre de diffraction d'une image photographique, on peut moduler les différentes fréquences en interposant un filtre d'opacité variable. On améliore ainsi le contraste des détails fins et l'on facilite leur perception.

Quelques résultats expérimentaux préliminaires sont présentés.

Le texte de cette Communication sera publié dans *Optica Acta*.

SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE.

SÉANCE DU 14 MAI 1954.

(*) 1. — Le spectromètre de vitesse à temps-de-vol pour neutrons lents utilisé au Centre d'Études nucléaires de Saclay ;

par Mlle M. Galula,
MM. B. Jacrot et F. Netter.

L'appareil décrit est du type à temps-de-vol, c'est-à-dire qu'il ne produit pas de faisceaux monochromatiques, mais effectue l'analyse en énergie au moment de la détection. C'est le premier appareil de ce type mis en service en France.

L'appareil permet d'explorer non seulement le domaine des neutrons thermiques, mais aussi le début de la région des neutrons en ralentissement. Il est capable de donner des renseignements grossiers dans la région de quelques électrons-volts à 100 eV. L'appareillage présente deux gammes principales d'utilisation : la gamme rapide au-dessus de 0,1 eV et la gamme lente descendant autant que le permet l'intensité (au-dessous de 10^{-3} eV).

Il peut se comparer sans désavantage aux bons appareils actuellement connus pour les neutrons d'énergie thermique et plus froids.

L'obturateur mécanique est un volant de 1 m de diamètre, pesant 450 kg, monté sur chariot, portant à sa périphérie une couronne de matériau absorbant à base de carbure de bore (arrêtant tous les neutrons d'énergie inférieure à environ 1000 eV) et tournant à 3 000 t/mn.

Trois fentes amovibles permettent de définir, au choix, des impulsions neutroniques de 20, 80 ou 200 μs de durée.

L'instant de passage de la fente mobile devant la fente fixe limitant le faisceau de neutrons est repéré par un signal optique.

La base utilisée généralement dans les premières mesures est de 7 à 8 m.

Les détecteurs sont des compteurs à $^{10}BF_3$ ou des chambres d'ionisation à fission.

Un sélecteur en temps construit par M. Desneiges (Division des Constructions électriques) permet de classer les impulsions neutroniques dans des canaux correspondant aux divers temps-de-vol. Deux gammes de 10 bandes de 10 canaux correspondent à des canaux de largeur 20 ou 200 μs.

L'étalonnage en énergie est contrôlé par l'étude de la résonance de l'indium et de la longueur d'onde critique de Bragg pour le graphite.

Mesures effectuées. — Le spectre des neutrons sortant

d'un canal de la pile débouché depuis la cuve a été étudié entre 0,002 et 20 eV.

Le spectre à la sortie du réflecteur et de la colonne thermique a été également déterminé.

L'appareil a été utilisé aussi à des expériences sur les matériaux filtrant les neutrons.

L'essentiel du temps de travail a été consacré à la mesure des variations avec l'énergie des sections efficaces de fission pour les neutrons lents de l'uranium et principalement du plutonium.

(*) 2. — Coïncidences entre rayons β et γ détectés à l'aide d'un spectromètre β et d'un spectromètre à scintillations. Application à l'étude du schéma de désintégration de ^{153}Sm;

par Mme N. Marty,
Physique et Chimie nucléaires, Collège de France.

Dans un grand nombre de cas, il ne suffit pas de connaître les énergies et les intensités des rayonnements β et γ émis lors de la désintégration d'un atome radioactif pour déterminer de façon unique le schéma correspondant. La réalisation de coïncidences entre rayons β et γ d'énergies bien déterminées permet de choisir entre plusieurs possibilités de schéma. La nécessité, commune à toutes les méthodes mettant en œuvre des coïncidences, de travailler avec de grands angles solides et de grandes efficacités, est ici particulièrement marquée.

Nous avons mis au point un dispositif utilisant un spectromètre à lentille magnétique à focalisation intermédiaire type Slätis-Siegbahn [1]; cet appareil présente un certain nombre de propriétés très favorables à la réalisation de coïncidences :

a. Pouvoir de transmission pouvant atteindre 8 pour 100 pour un pouvoir de résolution de 5 pour 100;

b. Position de la source extrêmement critique : la transmission tombe à 1 pour 100 de la valeur maximum quand on s'éloigne de 5 mm de la position optimum de la source; ainsi la présence de matière (cristal scintillateur) à 10 mm de la source ne perturbe pas par un effet de rétrodiffusion le nombre d'électrons détectés;

c. Champ magnétique très faible à l'arrière des pièces polaires; l'établissement dans le spectromètre d'un champ permettant de focaliser des électrons de 2,2 MeV a pour effet de déplacer de moins de 10 pour 100 une raie γ détectée à l'aide d'un spectromètre à scintillations dont le photomultiplicateur est situé à l'arrière des pièces polaires.

Le dispositif utilisé est représenté par la figure 1. Le spectromètre à scintillation comporte un cristal de NaI placé à l'avant d'un cylindre de plexiglas qui lui sert de boîte et sert aussi de conduit de lumière; l'autre extrémité s'appuie sur la photocathode d'un photomultiplicateur EMI 5311 situé à l'arrière des pièces polaires du spectromètre; un joint assure l'étanchéité entre la partie cristal-spectromètre, où règne une pression inférieure à 10^{-4} mm de Hg, et la partie phototube qui est à la pression atmosphérique.

Les coïncidences étaient réalisées entre impulsions détectées au compteur à fenêtre mince du spectromètre après traversée d'une ligne à retard réglable

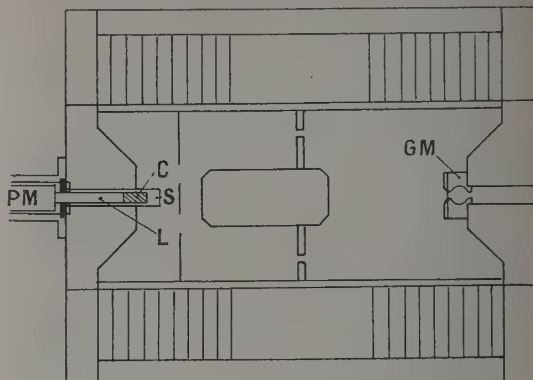


Fig. 1. — S, source; C, cristal; L, conduit de lumière; PM, photomultiplicateur; GM, compteur de Geiger-Müller.

et les impulsions du spectromètre à scintillations sélectionnées par un sélecteur à bande variable en position et en largeur [2].

Ce dispositif a été utilisé pour étudier la désintégration de ^{153}Sm. De nombreux travaux ont porté sur cet isotope [3] mettant en évidence l'émission d'un spectre β d'énergie maximum 700 à 800 keV, de rayonnements γ de 70 et 103 keV en cascade, partiellement convertis, ainsi que d'un rayonnement γ faible de 540 keV; plusieurs schémas de désintégrations avaient été proposés. Pendant la réalisation de ce travail, Katz et Lee [4] d'une part, par une étude de spectrométrie β très soignée, Graham et Walker [5] d'autre part, par coïncidences entre

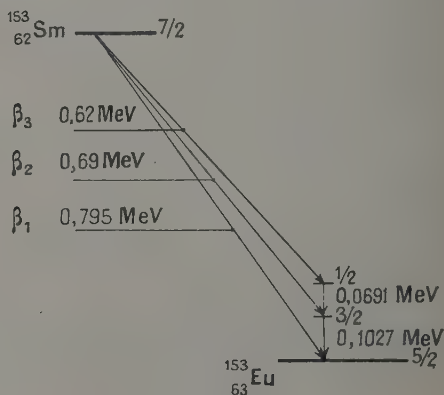
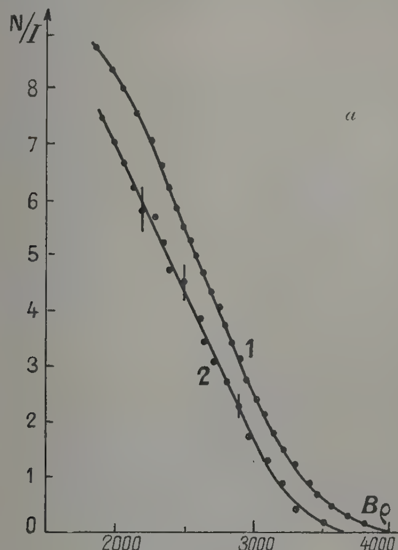


Fig. 2.

spectre β et électrons de conversion à l'aide de deux spectromètres à lentille magnétique, montraient que le spectre d'énergie maximum aboutissait au niveau fondamental à ^{153}Eu, les spectres partiels aboutissant aux niveaux de 103 et 173 keV (*fig.* 2). Alors que les

premiers auteurs [3] semblent attribuer une intensité très faible au spectre β_3, les seconds [4] donnent les rapports d'intensité suivants :

$$I\beta_1 = 20 \text{ pour } 100, \quad I\beta_2 = 50 \text{ pour } 100, \quad I\beta_3 = 30 \text{ pour } 100.$$



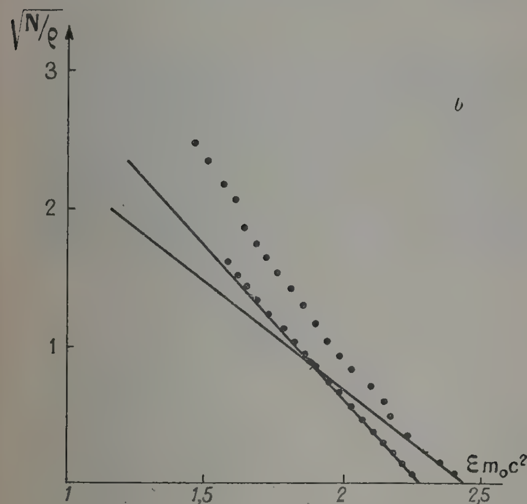


Fig. 3.

a. Courbe 1, spectre β total; courbe 2, spectre β en coïncidence avec la raie γ de 103 keV. En abscisse, Bρ est évalué en gauss cm.
b. Décomposition de la courbe 2 par la méthode des droites de Fermi.

Des sources minces et homogènes étaient préparées par formation sur l'eau d'une feuille mince de LC 600 dans lequel Sm_2O_3 à grains très fins avait été émulsionné.

La figure 3 représente les résultats que nous avons obtenus. La courbe 1 montre le spectre β total émis par ^{153}Sm, la courbe 2 est le spectre mesuré en coïncidence avec la raie γ de 103 keV. L'erreur statistique moyenne était de 5 pour 100. Nous avons pu décomposer le spectre ainsi obtenu en deux spectres β_2 et β_3 d'énergies maxima 710 et 640 keV. Dans une première série de mesures correspondant à un pouvoir de résolution de 5 pour 100, les intensités relatives des spectres β_2 et β_3 étaient

$$I\beta_2 = 67 \text{ pour } 100, \quad I\beta_3 = 33 \text{ pour } 100.$$

Dans une deuxième série de mesures où le pouvoir de résolution était de 2 à 3 pour 100, on a obtenu

$$I\beta_2 = 45 \text{ pour } 100, \quad I\beta_3 = 55 \text{ pour } 100.$$

En tenant compte de l'intensité relative de 20 pour 100 attribuée au spectre β_1, on obtient pour les trois spectres des valeurs de $\log ft$ de 7,3 à 6,48, correspondant s'il y a changement de parité, à des transitions une fois interdites $\Delta I = 0, 1$, oui. Si l'on tient compte de la valeur mesurée 5/2 du spin du niveau fondamental de ^{153}Eu et de la valeur vraisemblable de 7/2 du spin de ^{153}Sm, les valeurs 3/2 et 1/2 attribuées par Katz et Lee aux premier et deuxième états excités de ^{153}Eu semblent difficiles à admettre.

Malgré le grand nombre de travaux portant sur ^{153}Sm, les résultats expérimentaux ne permettent pas de déterminer l'état des niveaux excités de ^{153}Eu, mais nous pouvons affirmer que la figure 2 représente bien une partie de ce schéma.

[1] Slätis H. et Siegbahn K. — *Ark. Fys.*, 1949, **1**, 339.
[2] Langevin M., Allard G. et Corbé G. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 691.
[3] Hollander J. M., Perlman I. et Seaborg G. T. — Table d'isotopes, R. M. P. 22, 1953, p. 564.
[4] Lee M. R. et Katz R. — P. P. 93, 1954, p. 155.
[5] Graham R. L. et Walker J. — *B. A. P. S.*, **29**, n° 1, p. 57.

SECTION SUD-OUEST.

(*Bordeaux.*)

SÉANCE DU 29 AVRIL 1954.

(*) **1. — Oscillateur à large bande dans la gamme des 2 000 MHz;**

par M. P. Loudette.

En vue de l'étude de la dispersion (avec la fréquence) de différents phénomènes d'optique ultra-hertzienne, nous avons réalisé, au laboratoire de M. Servant, un oscillateur U. H. F., permettant de balayer, autour de 2 000 MHz, une large bande de fréquence. Cet oscillateur est essentiellement constitué par un tube à disques scellés 2 C 40 (« lampe phare »), associé à des cavités cylindriques.

Parmi les différents dispositifs qui ont été préconisés pour réaliser de tels oscillateurs, nous avons

adopté un montage du type à grille commune (ou à séparation de grille) dont la description, particulièrement simple, a été donnée assez récemment [1], et que nous avons modifié et perfectionné pour obtenir à la fois un fonctionnement stable en régime permanent et un réglage facile de la longueur d'onde émise.

Description de principe. — 1° *La cavité cathodique* ou cavité d'entrée est fixe. C'est un volume résonnant cylindrique à partie rentrante (*fig.* 1).

Le conducteur extérieur est constitué par un tube de laiton (qui sert également de conducteur extérieur pour la cavité anodique). La partie rentrante est formée par le cylindre métallique qui supporte la cathode. Enfin la cavité est fermée d'un côté par la coquille de cathode et de l'autre par le disque de grille et la grille elle-même.

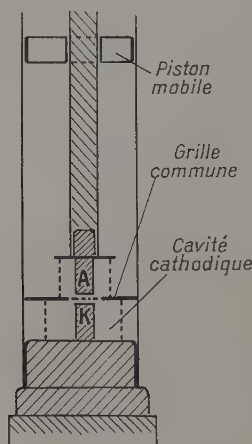


Fig. 1.

La fréquence propre de cette cavité est donc fixe et le calcul de cette fréquence effectué à partir des formules classiques (cf. *loc. cit.*) donne 2 050 MHz environ soit, en espace libre, 14,8 cm pour la longueur d'onde de résonance.

2° *La cavité anodique* est une cavité coaxiale dont le conducteur central s'engage dans la borne de plaque (située au sommet du tube) alors que le conducteur extérieur est, comme nous l'avons dit, le prolongement du conducteur extérieur de la cavité cathodique.

Cette cavité coaxiale, de grande surtension, est terminée par un piston dont le déplacement est commandé de l'extérieur par une bague filetée entraînant un ergot solidaire du piston. Il est ainsi possible de changer la fréquence propre de cette cavité (qui vibre en $3\lambda/4$) et, par conséquent, la fréquence d'oscillation de l'appareil, à condition de ne pas trop s'éloigner de la fréquence propre de la cavité cathodique.

Réalisation pratique. — Le montage que nous venons de décrire est complété par des dispositifs permettant d'assurer la polarisation de la grille (l'appareil fonctionne en classe C), l'alimentation de la plaque en haute tension continue et le prélèvement de l'énergie haute fréquence.

La grille qui, au point de vue de la haute fréquence, est commune aux circuits cathodique et anodique, doit être isolée pour le courant continu. Dans ce but, les deux cavités sont fermées par la même couronne sur laquelle s'appuie le disque de grille par l'intermédiaire d'une rondelle de mica, M, aussi mince que

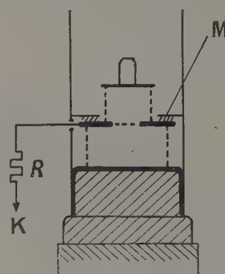


Fig. 2.

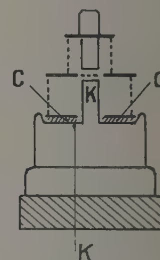


Fig. 3.

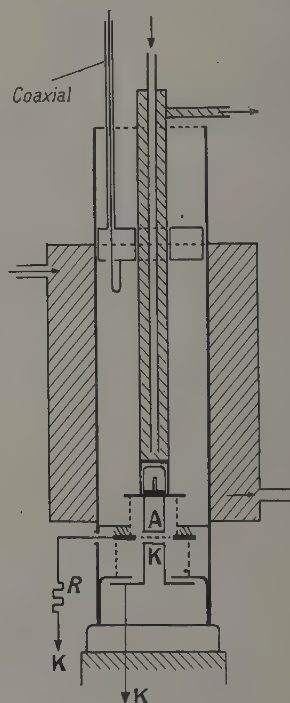


Fig. 4.

possible (quelques centièmes de millimètres d'épaisseur) (*fig.* 2). Une résistance R de 1500 Ω assure la polarisation.

La plaque doit être portée à une haute tension continue par rapport à la cathode. Pour isoler ces deux électrodes, nous avons utilisé le condensateur intérieur qui, dans le tube, sépare la cathode de la coquille cathodique. Ce condensateur au mica, C, a une capacité de 80 pF environ (*fig.* 3). C'est donc l'ensemble des cavités et de la coquille cathodique qui se trouve au potentiel continu de la plaque et

ce procédé permet une grande simplification de construction.

Enfin, l'*énergie haute fréquence* est captée, dans la cavité anodique, au voisinage du piston mobile, par une boucle (couplage magnétique) constituant l'extrémité du coaxial qui transporte cette énergie jusqu'à l'appareil d'utilisation.

Système de refroidissement. — Dans les oscillateurs utilisant les tubes 2 C 40, la puissance dissipée sur la plaque atteint plusieurs watts. Le filament, d'autre part, est chauffé, sous 6,3 V, par un courant relativement intense de 0,75 A. Il y a donc une quantité considérable de chaleur libérée dans les cavités qui sont pratiquement étanches. Pour éviter une élévation excessive de température, empêchant un fonctionnement stable de l'oscillateur pendant un temps assez long, nous avons prévu un système de refroidissement énergique à double effet (*fig.* 4).

1° L'ensemble des cavités est placé dans un tube de même axe où une circulation d'eau assure le refroidissement des parois extérieures de l'appareil.

2° Le conducteur central de la cavité coaxiale anodique est lui-même parcouru par un courant d'eau qui dissipe la chaleur dégagée sur l'anode.

Grâce à ce double refroidissement, la température interne du système atteint rapidement sa valeur de régime et l'on n'observe plus la dérive de fréquence importante et lente à disparaître que produit la dilatation dans un appareil non refroidi.

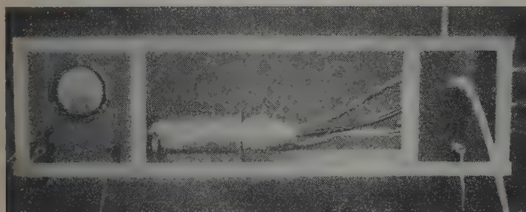


Fig. 5. — Vue d'ensemble de l'appareil.

Résultats obtenus. — En fonctionnement normal, le courant plaque reste de l'ordre de 20 mA, avec une tension plaque de 300 V, pour toute la plage de fréquence balayée. L'établissement des oscillations est facilement mis en évidence en observant la déviation d'un milliampèremètre placé dans le circuit de polarisation de la grille.

La longueur d'onde émise (mesurée à l'ondemètre coaxial) varie de 12,4 à 17,5 cm, par simple déplacement du piston mobile de la cavité anodique.

L'énergie H. F. émise passe par un maximum (assez large d'ailleurs) pour une longueur d'onde d'environ 15 cm, ce qui correspond bien à la fréquence propre de la cavité cathodique.

Pour améliorer les performances de cet oscillateur, il faut donc prévoir d'agir sur la cavité cathodique, en augmentant par exemple sa fréquence propre, tout en donnant à la cavité anodique la plus grande surtension possible.

[1] Liot L. — *La Radio Française*, 1950, **2**, 9.

(*) 2. — Présentation d'un prisme creux pour l'étude de la dispersion de réfraction des liquides avec la longueur d'onde et la température ;

par M. A. Charru.

J'ai été amené à réaliser, au laboratoire de M. Servant, un prisme creux permettant la mesure des indices de réfraction de liquides ou de substances fondues à différentes températures.

Il se compose essentiellement de deux parties :

1° le prisme proprement dit contenant le liquide à étudier;

2° l'enveloppe extérieure dans laquelle on assure la circulation d'un liquide (eau par exemple) à la température que l'on désire.

A. Description de l'appareil. — 1. *Le prisme* P (*fig.* 1) est en laiton écroui, argenté, à section équilatérale de 6,8 cm de côté; la hauteur du prisme est

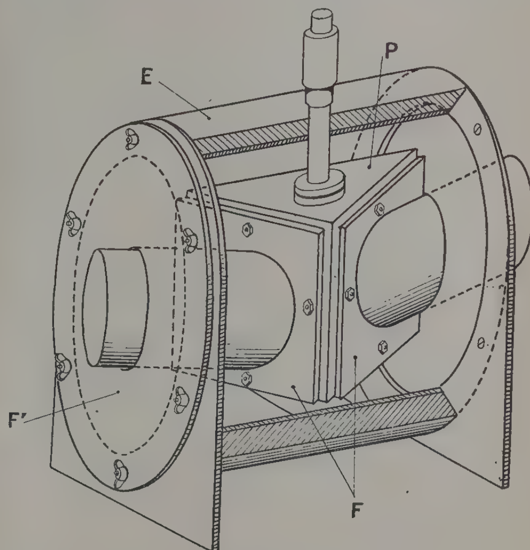


Fig. 1.

également 6,8 cm. Deux des faces sont percées de trous de 1,5 cm de diamètre par lesquels passera le faisceau lumineux. Ces orifices sont fermés par des galets polarimétriques maintenus sur le prisme par des flasques amovibles F.

Chaque flasque est constitué par une plaque de laiton sur laquelle est soudé un tube de cuivre de 3,5 cm de diamètre incliné convenablement sur la face (40°) pour permettre le passage du faisceau.

Afin d'assurer l'étanchéité du prisme, les faces du prisme sur lesquelles doivent reposer les galets, ont été soigneusement rodées et l'on prend soin de placer, entre le galet et le prisme, un mince film d'une solution de trolitul ou de colle non soluble dans le liquide étudié.

Enfin, on dispose entre les galets et les flasques, qui les maintiennent contre les faces du prisme, une rondelle de caoutchouc.

Le prisme est surmonté d'un tube vissé par lequel on introduit le liquide à étudier et éventuellement un thermomètre.

2. *L'enveloppe extérieure* E est constituée par un cylindre de cuivre horizontal de 10,5 cm de diamètre et 9 cm de long protégé extérieurement par du feutre. Il est terminé par des flasques en laiton F′ fixés par six vis à oreilles. Les tubes soudés aux flasques du prisme passent à travers les flasques de l'enveloppe extérieure et un caoutchouc assure l'étanchéité.

La circulation de l'eau, à température déterminée, est réalisée par un thermostat Prolabo muni d'un moteur pour la circulation de l'eau et d'un dispositif de thermomètre à contact.

B. Caractéristiques du prisme. — Il a fallu déterminer avec précision l'angle du prisme. Notons auparavant que l'angle que font entre elles les faces des galets polarimétriques a été mesuré par la méthode d'autocollimation. Sa valeur est comprise entre 30″ et 1′ pour les galets utilisés. La déviation supplémentaire ainsi apportée est très faible et tout à fait négligeable.

L'angle exact du dièdre du prisme a été mesuré indirectement. On l'a calculé à partir d'une mesure faite sur l'eau distillée dont l'indice a été déterminé avec une grande précision par Bayen [1]. La valeur de cet indice à 20° C pour la longueur d'onde 5 461 Å est 1,334 41. On remonte ainsi à l'angle du prisme.

La valeur calculée est $59°21' \pm 1'$.

J'ai vérifié que l'angle ne variait pas avec la température en le mesurant par la même méthode à 80° C. Ainsi les dilatations du prisme sont régulières.

Étant donné l'inclinaison et le diamètre des tubes fixés aux flasques, on peut étudier la dispersion des liquides dont l'indice est compris entre 1,3 et 1,8.

Des mesures sont en cours au laboratoire pour étudier diverses substances organiques pour les différentes radiations de l'arc au mercure et des températures comprises entre 15 et 90° C.

[1] Bayen M. — *Actualités Scientifiques et Industrielles*, 1941, n° 887, p. 29.

3. — Nouvelle méthode de mesure des susceptibilités magnétiques ;

par MM. A. Pacault, B. Lemanceau et J. Joussot-Dubien.

Nous avons construit un appareil de mesure de susceptibilité des substances diamagnétiques, fondé sur la variation de la fréquence propre d'un circuit oscillant, variation liée à l'introduction de la substance à étudier dans la self du circuit. Si f est la fréquence du circuit oscillant, $\varkappa$ la susceptibilité par unité de volume, on a, en tenant compte du « remplissage » incomplet de la self, $\Delta f/f \simeq -\varkappa$, c'est-à-dire de l'ordre de 10^{-6} pour les substances diamagnétiques.

Les oscillations sont entretenues par un montage Clapp à lampe triode, mises en battement de basse fréquence avec celles d'un oscillateur à quartz de 5 MHz et la basse fréquence de battement est comparée à la fréquence industrielle à l'aide d'un tube oscillographe.

La précision de la mesure est de 1 pour 100. Les résultats sont comparables à ceux obtenus par des méthodes magnétomécaniques.

SECTION MÉDITERRANÉE.
(*Marseille.*)

SÉANCE DU 21 DÉCEMBRE 1953.

Progrès récents dans le domaine du magnétisme ;

par M. L. Néel,
Membre de l'Institut,
Professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble.

SÉANCE DU 29 JANVIER 1954.

Les classifications stellaires ;

par M. D. Chalonge,
Astronome à l'Observatoire de Paris.

SÉANCE DU 6 MAI 1954.

Quelques aspects modernes de l'Optique ;

par M. A. Maréchal.

SÉANCE DU 14 MAI 1954.

Propriétés et possibilités des cellules photoélectriques à multiplicateurs d'électrons ;

par M. F. Lenouvel,
Agrégé de l'Université,
Astronome à l'Observatoire de Haute-Provence.

Les propriétés et les possibilités des cellules photoélectriques Lallemand [1] à multiplicateurs sont exposées.

Ces photomultiplicateurs à 19 étages sont réalisés à l'Observatoire de Paris. La disproportion des tensions continues mises en jeu (2 500 V) et des courants anode (quelques 10^{-11} A) nécessite l'usage exclusif d'un isolant excellent, le polyéthylène. Les fuites ohmiques superficielles transmises par les supports sont drainées avant l'appareil de mesure. La carte de sensibilité locale de la cathode fixe les dimensions et la position de la plage de Fabry. Le logarithme de la multiplication totale est une fonction presque linéaire de la tension entre grilles. Le courant anode est constant pour des variations de $\pm$ 4 V du potentiel normal de la cathode; ce courant ne doit pas

excéder 4.10^{-8} A [2]. Les fluctuations quadratiques moyennes du courant d'obscurité sont bien celles prévues par la théorie. L'expérience décrite dans [3] est présentée en fonctionnement.

Le principe de l'alimentation haute tension est indiqué; la stabilité de la haute tension permet des mesures à 1 pour 100. Trois appareils de mesure sont connectés successivement à la sortie du même photomultiplicateur.

Ce sont :

un galvanomètre sensible à 10^{-10} A;

un électromètre shunté par un condensateur qui intègre le courant;

un oscillographe cathodique qui montre la succession des impulsions individuelles.

Un Specdomax (MECI) asservi photoélectriquement au spot lumineux enregistra, au cours de la Conférence, les variations du courant d'obscurité pour un refroidissement à + 2° C.

Le courant anode peut être modulé par la superposition d'une tension alternative au potentiel continu d'une des grilles. Inversement, un flux lumineux alternatif est détecté de façon synchrone en modulant à la même fréquence la tension d'une des grilles.

Un photomultiplicateur à 19 étages se transforme facilement en 12, 7 étages ou en une simple cellule à vide. Le domaine de flux mesurable atteint 10^{10}.

L'éclairement de la cathode par un flux constant de 200 photons/s montre l'arrivée de la lumière par paquets de photons. Si la bande passante est de 0,06 Hz, la limite de détection d'un flux constant se situe vers 50 photons/s. Il est nécessaire d'augmenter le temps de mesure pour améliorer ce résultat.

Les photomultiplicateurs Lallemand à 19 grilles se présentent comme des récepteurs parfaits d'énergie lumineuse.

Cette Conférence paraîtra à l'*Information scientifique.*

[1] Lallemand A. — *J. Physique Rad.*, 1949, **10**, 235.
[2] Lenouvel F. et Daguillon J. — *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 287.
[3] Lenouvel F. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 2594.

SÉANCE DU 28 MAI 1954.

(*) **1. — Nouvelle étude sur la vibration des cordes dans les instruments de musique** (1);

par M. B. Bladier.

Le timbre d'un violon, violoncelle, est, dans une certaine mesure, modifié si l'on change les cordes, car leur mode de vibration détermine le nombre, la place et l'intensité relative des partiels superposés au fondamental. La question posée est de savoir dans quelle mesure on peut, du point de vue du timbre, différencier par leur diagramme des cordes différentes et identifier des cordes semblables, en éliminant les facteurs instrument et instrumentiste (conduite de l'archet) qui ont une importance pour le timbre.

L'étude de la vitesse de vibration de la corde qui se trouve liée au son émis, donc au timbre, a permis, en augmentant la précision de l'analyse et en mettant en valeur les harmoniques supérieurs, de noter que, pour un point pris au milieu de la partie vibrante de la corde, la répartition des vitesses n'est pas uniforme [1]. On étudie ici, sur les cordes ut_1 cello accordées sur 66 Hz, tout d'abord l'influence du colophanage, avec une vitesse d'archet suffisamment réduite de façon à obtenir des impulsions, provoquées par l'accrochage de la corde par l'archet, nettement séparées les unes des autres, ensuite la vitesse de balancement de la corde lorsque la vibration de celle-ci est normale.

Pour l'étude de l'influence du colophanage, on dispose un capteur à capacité à environ 1 mm sous la corde à l'endroit même où se fait l'attaque de l'archet circulaire, soit à 25 mm du chevalet. L'archet est soigneusement colophané, sa vitesse réglée à 2,9 mm/s et sa pression sur la corde, une fois déterminée, n'est plus modifiée. La figure 1 *b* reproduit une partie des enregistrements obtenus; en ordonnée figurent les amplitudes relatives du déplacement de la corde; en abscisse le temps. On remarque des fluctuations erratiques de l'amplitude et de la durée séparant un accrochage, de la corde par l'archet, du suivant, soit des écarts de fluctuation de 24,7 pour 100 en amplitude et du même ordre en durée. On note, au bas et à droite des impulsions, deux ou trois oscillations de la corde, avant que celle-ci, après son décrochage, ne revienne à sa position initiale. Sur la figure 1 *b′*, relative à un archet non colophané, les fluctuations sont de 47,3 pour 100 en amplitude et de 53,7 pour 100 en durée. L'amplitude moyenne des accrochages diminue, alors que leur nombre devient environ 2,3 fois plus grand; enfin, la moyenne du nombre d'oscillations observées après le décrochage se réduit à 1. Par suite, si l'on dispose le capteur non plus à 25 mm du chevalet, mais au milieu de la corde, soit à 352 mm du chevalet, on remarque, lorsqu'il y a eu colophanage (*fig.* 1 *c*), une ébauche de trains d'ondes, quelque peu erratique, mais suffisante pour suggérer que l'entretien de la vibration de la corde est près d'être obtenu. Par contre, s'il y a absence de colophanage (*fig.* 1 *c′*), on ne voit plus de trains d'ondes et l'amplitude des phénomènes se trouve réduite aux perturbations de l'appareillage.

En résumé, la colophane, en plus de ses propriétés d'adhérence, lorsque la vitesse de la corde est nulle, et de lubrifiant, quand la vitesse de la corde croît, a aussi une influence régulatrice nette sur l'amplitude et sur le mode d'excitation de la corde. Elle a de plus pour effet de réduire, environ dans le rapport 1/2,3, le nombre de fois que la corde rompt son adhérence à l'archet. Lorsqu'il y a eu colophanage, on remarque que l'archet ne peut accrocher de nouveau la corde avant que l'amortissement de cette dernière ne soit terminé; par suite, l'écart chronologique entre deux accrochages se trouve augmenté par rapport à celui obtenu lorsque l'archet n'est pas colophané. Une vérification de ces expériences a été faite avec une vitesse

(1) Travail fait au Centre de Recherches Scientifiques, Industrielles et Maritimes de Marseille, 66, rue Saint-Sébastien. Marseille (6e).

d'archet de 0,77 mm/s : les résultats obtenus montrent, de nouveau et d'une façon nette, l'influence régulatrice de la colophane.

La vitesse de balancement est étudiée lorsque la vibration de la corde correspond à la nuance *fortissimo* sur l'instrument, soit 10 à 12 mm d'amplitude, obtenue avec une vitesse d'archet de 140 mm/s et une force pressante sur la corde d'environ 800 g.

La corde ne vibre pas dans un seul plan car, perpendiculairement à sa vibration principale, on peut en enregistrer une autre, bien qu'imperceptible à l'œil nu. Les diagrammes de la figure 2 donnent, pour trois cordes, un aperçu de la vitesse de cette vibration que nous appelons « balancement », enregistrée en disposant un capteur à capacité sous la corde, en son milieu. Ces diagrammes sont relatifs à des cordes filées avec un trait d'aluminium, d'argent ou de tungstène; elles pèsent respectivement 5, 11 et 22 g. On remarque que le nombre, la forme, l'amplitude des dentelures et celle du signal, sont nettement différents; ceux-ci sont donc liés aux caractéristiques physiques de la corde (âme, sous-filage, filage). On note que le « balancement » paraît d'autant plus grand que la densité du métal, utilisé comme trait, est plus petite (²). La recherche des composantes, par

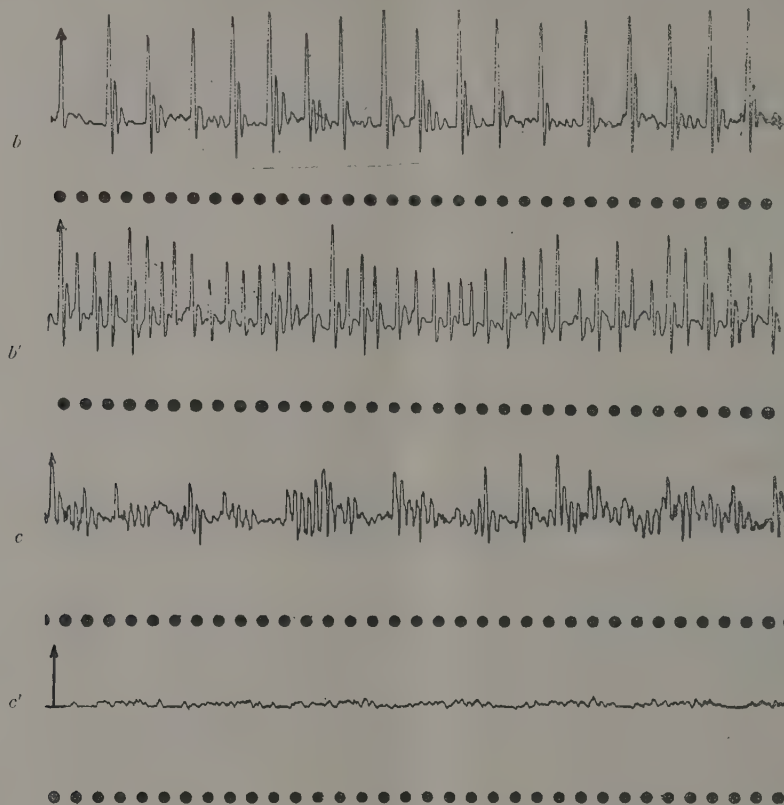


Fig. 1. — En abscisse, le temps. En ordonnée, l'amplitude.

b :	archet colophané,	vibration à	25 mm	du chevalet.
c :	» »	»	352 »	»
b' :	» non colophané,	»	25 »	»
c' :	» »	»	352 »	»

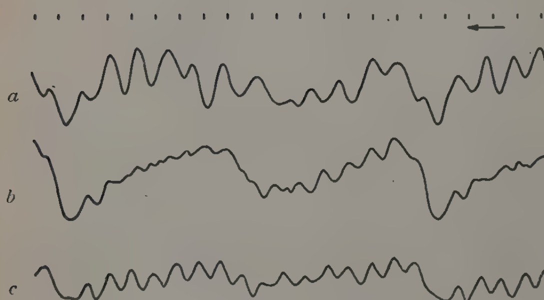


Fig. 2. — Vitesse de « balancement ».
La flèche indique le sens de déroulement du film. La graduation est en millièmes de seconde.
a. Aluminium 5 g, gain 1/2; *b.* Argent 11 g; *c.* Tungstène 22 g.

(²) On notera que la courbe relative à l'aluminium a été relevée avec un gain moitié de celui utilisé pour les deux autres cordes.

l'analyse harmonique de ces diagrammes, montre comparativement entre eux des spectres d'amplitude assez différents; on y remarque une pointe qui, respectivement pour les cordes aluminium, argent et tungstène, se situe sur les harmoniques de rang 13, 16 et 17. L'étude de la vitesse de balancement permet donc de différencier les cordes entre elles.

[1] Bladier B. — Sur la vitesse de vibration des cordes filées sur boyau, *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 570.

2. — Sur la transmission du son par des hublots sphériques;

par MM. A. Bergassoli, F. Canac et T. Vogel.

Les qualités bien connues des calottes sphériques élastiques en ce qui concerne leur résistance à la déformation statique nous ont incités à étudier le comportement dynamique de telles enveloppes et, en particulier, leur transparence à des ondes sonores planes se propageant parallèlement à leur axe. Quatre hublots (dont trois en aluminium et un en plexiglas), d'ouvertures différentes, ont été étudiés expérimentalement et ont donné des résultats concordants : transparence acoustique fortement diminuée aux graves (150 à 1000 Hz environ) par rapport au hublot plan de même constitution (de 5 à 15 dB suivant les fréquences), puis détérioration de l'isolement aux aiguës, d'autant plus faible que le rayon de courbure est plus grand.

Ce comportement n'est pas sans intérêt en vue des applications, car les sons graves sont les plus difficiles à absorber en général; d'autre part, il tranche sur celui des panneaux plans, de sorte qu'il était intéressant de chercher à en donner une explication théorique. Or, la résolution complète des équations aux vibrations est possible dans le cas d'une excitation symétrique par rapport à l'axe de l'enveloppe de révolution; les déplacements radial et tangentiel s'expriment au moyen de fonctions associées de Legendre d'ordre non entier et l'équation aux valeurs propres se réduit pratiquement, dans les cas considérés, à une équation bicarrée, conduisant à deux groupes distincts de fréquences propres : les premières forment une suite indéfiniment croissante à partir d'une valeur relativement élevée (de l'ordre de 3 000 Hz pour les calottes essayées); les secondes sont, pour chaque valeur de l'angle d'ouverture, comprises dans une bande assez étroite (de 1000 Hz environ à 4 000 Hz environ), avec accumulation vers la borne supérieure.

L'énergie transmise par le hublot se présente sous la forme d'une série où chaque terme correspond à une pulsation propre et est affecté d'un diviseur fonction croissante du désaccord entre cette pulsation et celle de l'onde excitatrice; l'absence de termes quasi-résonnants pour les fréquences graves situées en deçà du second groupe ci-dessus mentionné dans le cas de la calotte sphérique, alors que l'on en rencontre de régulièrement répartis depuis les infrasons dans le cas du panneau plan de même constitution, explique donc bien la transparence diminuée de celle-là aux graves; alors que l'accumulation de ces termes aux moyennes rend compte de l'augmentation de transparence par rapport au hublot plan, au delà d'un millier de hertz.

Un mémoire plus détaillé sur cette question sera publié dans *Acustica*.

(*) 3. — Mesure du pouvoir réflecteur des peintures;

par M. R. Mérigoux.

L'appareil qui est décrit ici peut être construit aisément; il permet de mesurer le pouvoir réflecteur d'une peinture et d'en suivre l'altération avec le temps. Les mesures peuvent être faites soit avec le rayonnement solaire, soit avec tout autre rayonnement.

Principe de l'appareil de mesure. — Son principe, bien classique, réside dans l'échauffement comparatif de blocs de cuivre rouge identiques, encastrés dans une importante masse de liège et présentant une de leurs faces au rayonnement. On peut admettre que la température d'un bloc de cuivre rouge, dont les dimensions sont réduites, est à chaque instant uniforme; si E est l'éclairement énergétique, α le pouvoir absorbant global de la surface s exposée, v, μ, c respectivement le volume, la masse et la chaleur spécifiques du bloc, θ_0 la température de la masse de liège en contact avec le bloc par une surface S, en admettant l'existence d'un coefficient global d'échange $\mathcal{E}$ pour le contact imparfait cuivre-liège, la variation $d\theta$ de la température du bloc pendant le temps dt est telle que

$$v\mu c\,d\theta = \alpha s E\,dt - S\mathcal{E}(\theta - \theta_0)\,dt.$$

Dans ces conditions, l'intégration laisse prévoir l'existence d'une température limite θ_{lim} et l'accroissement de la température $\theta - \theta_0$ est, en fonction du temps,

$$\theta - \theta_0 = (\theta_{\text{lim}} - \theta_0)\left(1 - e^{-\frac{t}{A}}\right),$$

où

$$A = \frac{v\mu c}{\mathcal{E}S}$$

et

$$\theta_{\text{lim}} = \theta_0 + \frac{\alpha s E}{\mathcal{E}S}.$$

Il est alors important de remarquer

1° que θ_{lim} dépend de $\mathcal{E}$, coefficient d'échange mal connu et ne permettant de donner qu'un schéma imparfait de phénomènes complexes;

2° qu'à l'origine, les pertes sont nulles, donc que la dérivée $\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_{t=0}$ est indépendante de $\mathcal{E}$.

De la première relation écrite, on tire

$$\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_{t=0} = \frac{\alpha s E}{v\mu c};$$

la tangente des courbes au départ est proportionnelle à α.

Pour le corps noir $\alpha = 1$, il suffit de comparer la montée initiale des courbes relatives au corps noir et

aux corps dont la surface a un pouvoir absorbant α pour en déduire la valeur de α.

Réalisation de l'appareil. — Les blocs de cuivre sont des cylindres de 2 cm de rayon et pesant 210 g. Ils possèdent une cavité où s'encastre exactement un thermomètre. L'appareil porte six blocs identiques : l'un est noirci avec soin, un autre est poli et chromé et, de plus, protégé par un petit écran; il permet de mesurer les effets de la conduction calorifique. Les quatre autres blocs sont enduits des peintures à étudier.

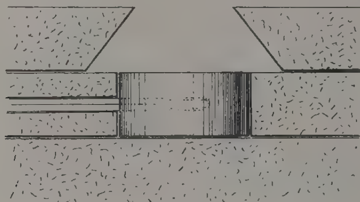


Fig. 1.

L'encastrement des blocs doit les protéger le plus possible de l'échauffement par conduction ou convection. La figure 1 indique la manière dont l'encastrement est réalisé : un bloc de liège sert de support aux six blocs qui occupent, chacun, une cavité dans une plaque de liège ayant même épaisseur. Une deuxième plaque de liège présente des ouvertures formant, en avant de chaque bloc, une petite chambre conique, évasée vers le bloc, qui rend très faibles les pertes par rayonnement, convection et conduction.

Mode opératoire et résultats. — L'appareil, équipé de ses blocs et de ses thermomètres, est placé dans une salle où sa température devient uniforme. Il est ensuite exposé au rayonnement. Les températures sont régulièrement relevées et les courbes d'échauffement

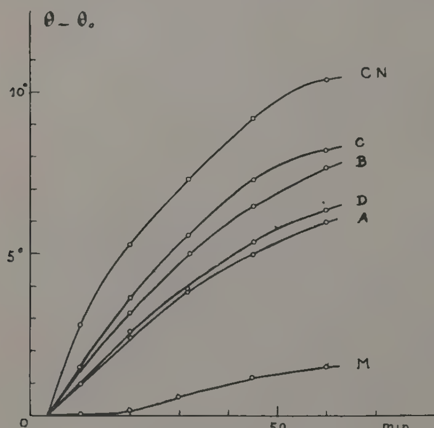


Fig. 2.

tracées (*fig.* 2). Il est bon de vérifier que la courbe d'échauffement du bloc parfaitement réfléchissant (M) présente une tangente horizontale à l'origine, ce qui indique des pertes nulles au départ. La comparaison des tangentes à l'origine aux courbes relatives au corps noir (C N) et aux autres blocs donne les valeurs du pouvoir absorbant α correspondant.

L'étude du pouvoir absorbant α peut être effectuée pour des rayonnements quelconques et des incidences variables.

Le pouvoir réflecteur correspondant est $\rho = 1 - \alpha$.

Les blocs peints peuvent être exposés aux intempéries et replacés ensuite dans l'appareil de mesure.

(*) 4. — Mouvement de l'humidité dans les mortiers;

par MM. R. Bertrandy, R. Caizergues et R. Mérigoux.

Le but de notre travail est d'étudier le mouvement d'une onde d'humidité se déplaçant dans la masse d'un béton, cette onde d'humidité pouvant du

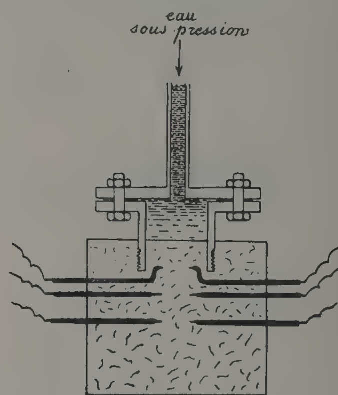


Fig. 1.

reste précéder le remplissage complet en eau des canaux capillaires qui sillonnent tout béton après la prise et le durcissement du liant. Nous avons choisi la mesure de la résistivité électrique pour déceler le passage de l'humidité. A cet effet, nous avons confectionné (*fig.* 1) des blocs de béton dans lesquels nous avons inséré trois paires d'électrodes émergeant à l'extérieur. Les électrodes sont constituées par des fils de cuivre dont une extrémité, noyée dans la masse, est aplatie en forme de palette. La largeur de cette extrémité est 10 mm et sa distance à l'électrode qui lui fait face est également de 10 mm. Ces électrodes sont enduites d'un vernis isolant, sauf aux extrémités.

Les blocs d'essais ont été confectionnés grâce à des moules comportant deux parois fixes, solidaires d'un fond, et deux parois mobiles comportant des trous où peuvent s'encastrer les électrodes qui ne doivent pas se déplacer pendant la mise en œuvre du béton, malgré les fortes vibrations qui l'accompagnent. L'ensemble constitué par le moule, les électrodes et le tube d'amenée de l'eau doit être rigide et indéformable durant tout le temps de la prise. Sur la bride solidaire du tube scellé dans le béton est ensuite fixée une deuxième bride, soudée à un tube adducteur d'eau sous pression réglable.

Le montage électrique comprend un accumulateur de 2 V, un potentiomètre très résistant (110 000 Ω) et un galvanomètre. La mesure de la résistance électrique se fait par des mises sous tension de courte durée de façon à ne pas provoquer d'électrolyse sensible. On déduit de la déviation du galvanomètre, la résistance du bloc entre deux électrodes se faisant vis-à-vis et à l'instant de la mesure.

Lorsque l'onde d'humidité pénètre dans le béton, la conductibilité en un point donné croît jusqu'à ce que tout le vide du béton ait été, en ce point, occupé par l'eau; à ce moment, la déviation du galvanomètre est maximum. On trace les courbes représentant la déviation en fonction du temps pour chaque paire d'électrodes. Ces courbes (*fig.* 2) présentent d'abord une partie rapidement montante et ensuite un palier correspondant à la saturation en eau. Le décalage des courbes relatives à deux paires d'électrodes donne le temps mis par l'onde d'humidité pour parcourir la distance correspondante. Les courbes ayant même allure mais n'étant pas identiques, on convient de mesurer le temps de parcours en mesurant, sur l'axe des temps, la différence des abscisses des points milieux des parties montantes.

Les canaux capillaires pouvant être dirigés dans tous les sens, une simple considération de probabilité géométrique conduit à penser qu'un avancement d'une longueur l du front de l'onde correspond à un trajet réel moyen dans les canaux de $x = l\pi/2$.

La méthode que nous avons adoptée consiste à comparer les résultats expérimentaux à la loi de Poiseuille reliant au temps t la position x d'un

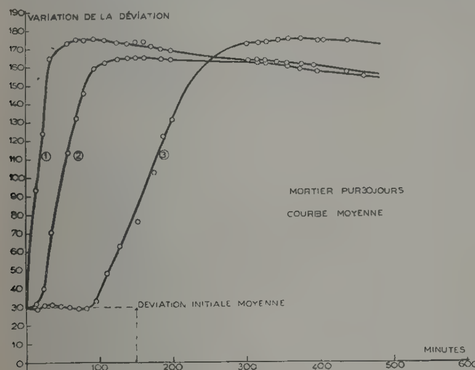


Fig. 2.

ménisque. Dans le cas d'un canal de section circulaire, on a

$$\frac{x^2}{2} = \frac{r^2}{8\eta}\left(p + \frac{2A}{r}\right)t,$$

où r est le rayon du canal, p la pression appliquée, A la tension superficielle et η la viscosité.

On peut également considérer des canaux ayant la forme de feuillets limités par des plans parallèles.

Les mesures ont porté, après 7 et 28 jours :

1° sur des mortiers pleins : sable de rivière roulé 0-5 mm, 1580 kg/m³; ciment P. A. 250/315, 520 kg/m³; eau, 205 l/m³; séjour de 24 h en enceinte humide et en atmosphère ambiante après démoulage (*fig.* 2);

2° sur des mortiers analogues à air occlus avec DAREX AEA 0,7 pour 100 en poids du liant (*fig.* 3).

Les résultats que nous avons obtenus sont les suivants :

a. Pour les mortiers utilisés : un système capillaire équivalent soit à des canaux circulaires de 260 Å de rayon, soit à des feuillets de 400 Å d'épaisseur.

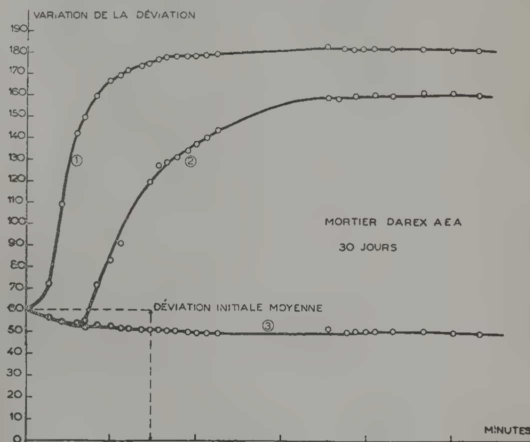


Fig. 3.

Cependant, dans le cas de pâtes pures et malgré les difficultés expérimentales que comporte leur emploi, nous avons à plusieurs reprises rencontré des feuillets de 40 Å.

b. Pour les mortiers à air occlus, le ralentissement de la progression de l'onde d'humidité est conforme aux interprétations déjà émises [1].

Nous poursuivons actuellement ce travail par l'étude de l'influence du mode de conservation et des caractéristiques des éléments qui entrent dans la composition des mortiers.

[1] Duriez M. — Étude de quelques bétons modernes de types spéciaux. *Revue des Matériaux de Construction*, novembre 1951.

SECTION CENTRE-OUEST.

(*Poitiers.*)

SÉANCE DU 6 MARS 1954.

M. le Professeur Cotte préside. La Communication suivante a été présentée :

(*) Visualisation d'une houle;

par M. Bureste,

Laboratoire de Recherches de M. Chartier.

Il est maintenant courant d'étudier la houle en modèle réduit. Deux houles sont semblables si, les

trajectoires de l'eau étant géométriquement semblables, il existe à des instants homologues un rapport constant entre les vitesses en deux points homologues de la houle. En se mettant dans le cas d'un faible creux et en négligeant la viscosité et la tension superficielle, les formules simplifiées de Stokes permettent de montrer que la profondeur de l'eau, la longueur d'onde, le creux d'une houle étant réduites dans le rapport m, la célérité et la période seront réduites dans le rapport $\sqrt{m}$.

La visualisation de la houle a été réalisée depuis longtemps. Mais les procédés utilisés intégraient un mouvement de l'eau autour d'une position moyenne sans donner les vitesses absolues des particules. L'utilisation de la poudre d'aluminium réalise un procédé de choix pour visualiser fidèlement le mouvement des particules de l'eau dans la houle. On doit à M. Bourot et à M. Moreau des théories sur la fidélité de la visualisation de champs par poudre d'aluminium. L'extension de ces théories à l'hydrodynamique montre que l'écart angulaire des vecteurs vitesses de la houle et des particules entraînées est inférieur à 0,01 rd et que la différence de leurs vitesses absolues est inférieure à 1/100[e] pour des houles réduites ordinairement utilisées et lorsque l'on utilise des particules d'aluminium sélectionnées de dimensions convenables.

La visualisation d'une houle réduite peut donc donner des renseignements précis sur la cinématique d'une houle semblable.

L'étude de la houle a été réalisée sur un canal de petites dimensions 23 m × 1 m × 1 m. Les problèmes de génération, de filtrage et d'amortissements ont ainsi été très compliqués. Le canal, fermé de glaces sur trois côtés, est surélevé de 1,20 m pour permettre le passage des projecteurs. Il est possible de le vider et de le remplir doucement en marche, ce qui permet d'opérer en flot montant et descendant.

Le batteur est du modèle à volet batteur de Chatou, mais à variation d'amplitude en marche. Il donne les périodes et les profondeurs relatives suivantes pour une hauteur d'eau utile de 70 cm :

T(s).............	1,5	0,95	0,75	0,47
h/λ..............	0,3	0,5	0,9	2,8

avec des creux de l'ordre de 25 cm, c'est-à-dire des creux relatifs pouvant atteindre 0,1.

L'amortisseur est constitué par huit séries de bandes clapets situées à $\lambda/4$ l'une de l'autre et donnant, pour une onde incidente, un amortissement de l'amplitude de 1/3 et, pour une onde de retour, un amortissement de 1/7. L'amortisseur est complété par une plage incurvée et une chambre de réception. L'ensemble possède un pouvoir amortissant de 1/40.

Le filtre est constitué par un ensemble de quatre filtres clapets situés à $\lambda/4$ l'un de l'autre.

Le mode opératoire était le suivant. La poudre sélectionnée était mise en suspension uniforme; on chronophotographiait avec un arc à grande puissance Chartier une nappe verticale de 35 cm de large sur 2 cm d'épaisseur. Les photographies prises horizontalement étaient restituées en tenant compte des déformations du dioptre.

Les trajectoires ont pu être suivies pendant plusieurs périodes. Les particules conservent une orientation constante. On peut conclure de la régularité des trajectoires à la pureté de la houle engendrée et à l'absence de mouvements réfléchis.

On peut estimer à 5 pour 100 la précision des mesures de la vitesse absolue des particules.

Le rapport des axes horizontaux et verticaux des trajectoires est plus grand que celui généralement admis et supérieur à celui donné par les théories de Stokes. Les axes décroissent avec la profondeur, d'abord plus rapidement que ne l'indique la théorie, une anomalie dans la décroissance se produit à un niveau sensiblement égal au creux de la houle, puis les courbes de décroissance théorique et expérimentale se confondent.

Les vitesses de rotation sur la trajectoire ne sont pas constantes, mais chaque composante horizontale ou verticale est la somme de deux fonctions sinusoïdales harmoniques sensiblement en phase.

La vitesse d'entraînement décroît de la surface à une profondeur égale aux 2/7 de la hauteur totale de l'eau où elle s'annule puis change de sens. Les résultats concordent numériquement avec les résultats de la théorie de M. Miche.

En surface, lorsque le creux augmente, l'axe horizontal croît plus que l'axe vertical, la différence des longueurs des deux axes étant proportionnelle au carré du creux et inversement proportionnelle à la profondeur.

Les vitesses de rotation complémentaires harmoniques croissent elles aussi proportionnellement au carré du creux, mais les valeurs mesurées sont sensiblement plus grandes que les valeurs théoriques, la composante harmonique verticale étant le double de la composante horizontale. La vitesse absolue est très nettement plus forte en crête qu'en creux et elle décroît plus rapidement dans la descente que dans la remontée.

La vitesse d'entraînement varie elle aussi proportionnellement au carré du creux.

Il s'ensuit que l'on peut tracer les courbes permettant de prévoir pour un creux donné la vitesse absolue de la houle en crête et en creux et ainsi de déterminer le creux donnant le déferlement. Les résultats auxquels on arrive sont en accord aussi bien avec les résultats théoriques donnés par M. Miche qu'avec les résultats expérimentaux de certains observateurs.

En conclusion, il est possible de visualiser une houle réduite semblable à une houle réelle et ainsi d'en faire une étude cinématique expérimentale. Si, en gros, les résultats confirment les théories de Stokes, celle de M. Miche serre plus la réalité. Mais, dans une région de hauteur égale au creux, les axes et les vitesses de rotation et d'entraînement présentent des anomalies dans leurs variations.

SÉANCE DU 17 MAI 1954.

La diffusion Rayleigh dans les solutions ;

par M. A. Rousset,
Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

(Résumé d'un exposé d'ensemble sur les recherches effectuées au Laboratoire de Physique générale de la Faculté des Sciences de Bordeaux.)

La diffusion Rayleigh des solutions comprend une partie cohérente, polarisée, due aux écarts spontanés relativement à une distribution homogène des molécules (fluctuations de densité et de concentration) et, si les molécules de l'un des constituants au moins sont anisotropes, une partie incohérente, dépolarisée, due aux fluctuations d'orientation de ces molécules. De la mesure de la constante globale de Lord Rayleigh et du facteur de dépolarisation, on peut déduire les intensités de chacun de ces deux types de diffusion : ainsi la présence de molécules anisotropes dans la solution n'est pas un obstacle à l'étude de la diffusion cohérente polarisée. Par contre, l'interprétation de la diffusion anisotrope est plus simple si l'un des constituants est optiquement isotrope.

1. *Vérification de la formule d'Einstein relative aux mélanges binaires* [1]. — On a choisi le mélange sulfure de carbone-acétone, où la théorie prévoit une diffusion cohérente intense, rapidement variable avec la composition du mélange. Dans la formule d'Einstein, où R_c est la constante de Lord Rayleigh relative aux fluctuations de densité et de concentration

$$R_c = \frac{\pi^2 R_1 T}{2N\lambda^4}\left[\frac{\left(\frac{\Delta n^2}{\Delta k}\right)^2}{m_1 v_{2_1}\frac{\partial p_1}{\partial k}} + \beta\rho^2\left(\frac{\Delta n^2}{\Delta \rho}\right)^2\right], \qquad (1)$$

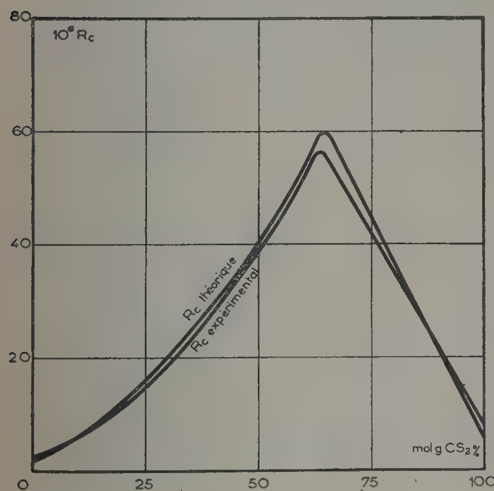


Fig. 1.

on a calculé les rapports des fluctuations $\Delta n^2/\Delta k$ et $\Delta n^2/\Delta\rho$ (n, indice; ρ, densité; $k = m_2/m_1$; m_2, masse de l'acétone et m_1, masse du sulfure de carbone dans 1 cm³ du mélange) en remarquant avec Rocard [2] qu'il s'agit de fluctuations *locales*, que le champ de polarisation doit être supposé constant et qu'il suffit de différentier les relations

$$\frac{n^2 - 1}{\rho} = \text{const.} \qquad \text{et} \qquad \frac{n^2 - n_2^2}{m_1} = \text{const.},$$

où n_2 est l'indice de l'acétone pure.

Les valeurs expérimentales de R_c ont été obtenues en adoptant pour la constante de Lord Rayleigh de l'étalon d'éther liquide la valeur $4{,}02.10^{-6}$ cm^{-1} pour la raie verte du mercure. Sur la figure 1, où l'on a reporté les constantes de Lord Rayleigh théoriques et expérimentales en fonction de la fraction molaire en sulfure de carbone, on voit que les deux courbes coïncident aux erreurs expérimentales près, quoique la diffusion cohérente atteigne une valeur maximum 30 fois plus importante que dans le cas de l'acétone pure.

2. *Solutions aqueuses d'électrolytes forts d'ions isotropes* [3], [4]. — Malgré la dissociation électrolytique, le calcul de la diffusion moléculaire de la lumière par une solution d'un électrolyte fort se ramène à celui des mélanges binaires liquides : les fluctuations de concentration d'ions de même signe, qui feraient apparaître des charges d'espaces dans les volumes élémentaires de la théorie thermodynamique, sont négligeables aux molalités étudiées ($m \geq 0{,}1$). Aussi la formule d'Einstein vaut encore dans le cas des solutions aqueuses d'électrolytes forts à ions isotropes. En y introduisant la variation du coefficient moyen d'activité $\gamma_\pm$ avec la molalité m, on trouve pour les solutions étendues ($m < 2$)

$$R_c = \frac{2\pi^2}{\lambda^4 N}\left(\frac{\mu - \mu_0}{c}\right)^2 \mu_0^2 \frac{M^2}{1000\nu} \frac{m}{1 + \frac{d(\operatorname{Log}\gamma_\pm)}{d(\operatorname{Log} m)}}$$
$$= H \frac{M^2}{1000\nu} \frac{m}{1 + \frac{d(\operatorname{Log}\gamma_\pm)}{d(\operatorname{Log} m)}}, \qquad (2)$$

où H a une valeur constante pour chaque électrolyte.

La comparaison graphique des résultats expérimentaux et théoriques a été obtenue en portant en abscisse la molalité m; en ordonnée, soit la valeur théorique $m/1 + [d(\operatorname{Log}\gamma_\pm)/d(\operatorname{Log} m)]$; soit la valeur expérimentale $1000\,\nu R/M^2H$. Pour la solution idéale, les points théoriques se placeraient sur la bissectrice des axes; pour nos solutions, la forme des courbes théoriques, qui est liée à la variation de $\gamma_\pm$ avec m, peut s'écarter notablement de la droite idéale. Pour de nombreux électrolytes (NaI, NaBr, NaCl, KBr, etc.), où $\gamma_\pm$ varie relativement peu avec m, la formule (2) est correctement vérifiée. La présence de cations petits et fortement chargés se traduit par une diminution importante de l'intensité observée sur l'intensité diffusée et cela quelle que soit la position relative des courbes théorique et idéale (*fig.* 2 et 3).

3. *Solutés anisotropes* [5], [6], [7]. — La mesure de l'intensité de la diffusion anisotrope d'une solution permet de calculer l'anisotropie moléculaire du soluté si le solvant est isotrope (ou si l'anisotropie moléculaire du solvant peut être considérée comme indépendante de la composition de la solution).

C'est ainsi que l'étude des solutions aqueuses de nitrates nous a conduits pour l'ion NO_3^- à une anisotropie moléculaire $\delta^2 = 75.10^{-3}$ bien supérieure à celle que l'on peut lui attribuer dans le cristal rhomboédrique de $NaNO_3$ à partir de la mesure des indices, soit $\delta^2 = 24.10^{-3}$. Même remarque pour l'ion CO^{--}.

La faible diminution, avec la concentration, de l'anisotropie du benzène en solution dans le tétra-

chlorure de carbone, révèle une légère influence du champ moléculaire anisotrope. Pour le nitrobenzène,

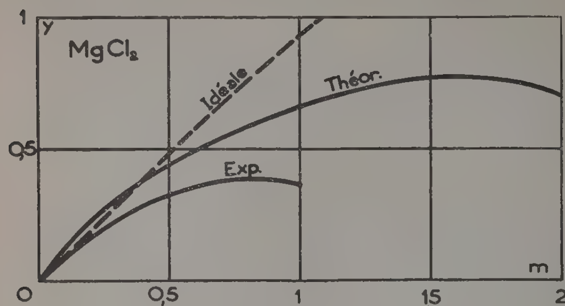


Fig. 2.

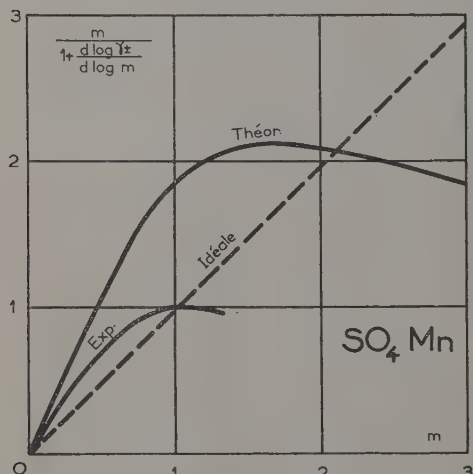


Fig. 3.

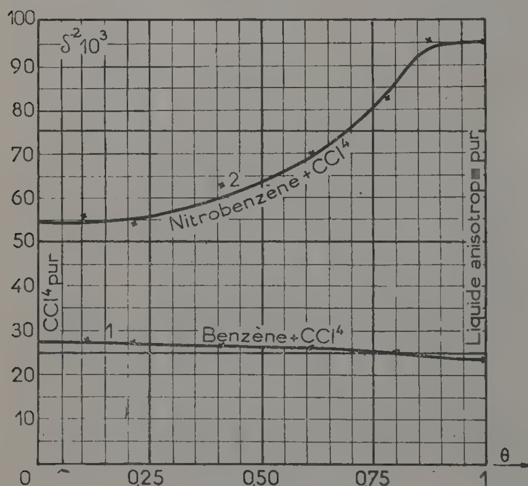


Fig. 4.

la rapide augmentation de l'anisotropie calculée s'explique par la formation de molécules doubles en bon accord quantitatif avec les résultats des mesures de biréfringence magnétique (*fig.* 4).

Enfin, à partir de l'anisotropie optique ainsi mesurée dans le cas des molécules aromatiques polybenzéniques, on peut remonter à l'orientation relative des noyaux benzéniques s'ils sont insulés. Par contre, la conjugaison des deux noyaux du diphényle s'est traduite par une forte augmentation de l'anisotropie (80.10^{-3} au lieu de 27.10^{-3} pour le benzène).

4. *Diffusion anisotrope des solutions aqueuses d'ions isotropes.* — Si, à de l'eau pure faiblement anisotrope, on ajoute $MgCl_2$, c'est-à-dire des ions isotropes, on trouve que la diffusion anisotrope de la solution, qui est plus importante que celle de l'eau pure, augmente proportionnellement à la concentration (jusqu'à $c = 0,16$ environ). On sait, par ailleurs, que la réfraction des molécules d'eau fixées sur le cation Mg^{++}, petit et fortement chargé, est inférieure à celle des molécules d'eau libres. Nos mesures montrent que cette variation des réfractivités se traduit aussi par une augmentation de l'anisotropie optique des molécules d'eau liées. Ces dernières recherches feront l'objet d'une publication ultérieure aux *Comptes rendus de l'Académie des Sciences.*

[1] Destriau M., Lochet R. et Rousset A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 61.
[2] Rocard Y. — *J. Physique Rad.*, 1933, **4**, 165.
[3] Lochet R. — *Ann. Phys.*, 1953, **8**, 14.
[4] Rousset A., Lochet R. et Pouchat Mlle M. — *J. Chimie phys.*, 1952, **49**, C. 50.
[5] Lochet R. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 437.
[6] Rousset A. et Lochet R. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 289.
[7] Rousset A. et Pacault A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 1705.

SECTION SUD-EST.

(*Grenoble.*)

SÉANCE DU 11 FÉVRIER 1954.

1. — L'approche à la saturation de la magnétostriction;

par M. L. Néel,

Professeur à la Faculté des Sciences,
Directeur du Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal.

Cette Communication fera l'objet d'une Note qui paraîtra prochainement dans le *Journal de Physique.*

(*) 2. — Magnétostriction du fer;

par MM. L. Weil et K. Reichel.

Les mesures de magnétostriction longitudinale du fer dans les champs forts sont peu nombreuses

et ont toutes été faites avec des appareils à amplification mécanique [1], [2]. Nous les avons reprises par la méthode des extensomètres électriques (strain-gauges collés sur l'échantillon) déjà utilisée antérieurement [3], [4]. Nous avons vérifié que le type de jauge utilisé ne présentait pas, à la précision de 10^{-7}, d'effet magnétorésistant.

La plaquette de fer pur à 99,90 pour 100, taillée

Fig. 1.

Magnétostriction du fer ($T = 286$ °K)

Fig. 2.

sensiblement en forme d'ellipsoïde d'axes 20, 14 et 3 mm, a été recuite 9 h dans l'hydrogène à 1 000° avant les mesures. Elle portait deux jauges, pour éliminer l'effet de petites déformations éventuellement dues à une dissymétrie.

Les valeurs de $\lambda = dl/l$ sont représentées, en fonction du champ extérieur, sur la figure 1. Nous avons fait la correction de champ démagnétisant en relevant l'aimantation en fonction du champ et admettant un coefficient de champ démagnétisant de 1,09, calculé pour un ellipsoïde parfait [5], et tracé la courbe de la figure 2.

Tout au moins jusqu'à 5 000 Oe, aucune magnétostriction en volume qui serait caractérisée par la décroissance linéaire, en fonction du champ, de la valeur absolue de la magnétostriction longitudinale (et de la magnétostriction transversale que nous avons également déterminée) n'est décelable. Ce résultat n'est pas en contradiction avec les mesures de Kornetzki qui avait remarqué combien ce terme, qui, dans ses mesures, ne devient sensible qu'à 3 000 Oe, dépendait de la pureté de l'échantillon : il est d'autant moins sensible que le fer contient moins d'impuretés, passant par exemple de $dl/l = 2{,}6.10^{-7}$ par kOe pour une fonte à $1{,}8.10^{-7}$ pour un fer électrolytique.

[1] Kornetzki M. — *Z. Physik*, 1934, **87**, 560.
[2] Vautier R. — *Thèse*, Paris, 1953.
[3] Goldman J. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 471.
[4] Weil L. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 224.
[5] Osborne J. A. — *Phys. Rev.*, 1945, **67**, 351.

3. — Résonance quadripolaire à basse température;

par MM. M. Soutif et D. Dautreppe.

Dispositif expérimental. — Le dispositif radioélectrique est du type autodyne : la self d'un oscillateur contient le corps étudié et son amortissement augmente lorsque la fréquence est exactement celle de la transition et que l'oscillateur cède de l'énergie au système résonnant. Dans le but d'utiliser une amplification basse fréquence du signal, la fréquence de l'autodyne est modulée au rythme de 50 Hz sur une profondeur d'environ 15 kHz.

La difficulté réside dans la disposition de la self oscillante, nécessairement en gros fil de cuivre (facteur de qualité élevé) le plus près possible de l'échantillon de manière à réaliser un grand facteur de « remplissage » de la self.

On a été ainsi amené à placer le bobinage à l'extérieur du cryostat à hélium ou hydrogène, mais à l'intérieur du Dewar de protection rempli d'air liquide. Dans le but de réduire la longueur des connections, celles-ci traversent la base du récipient extérieur. L'ensemble du dispositif cryogénique étudié en collaboration avec L. Weil est représenté sur la figure 1

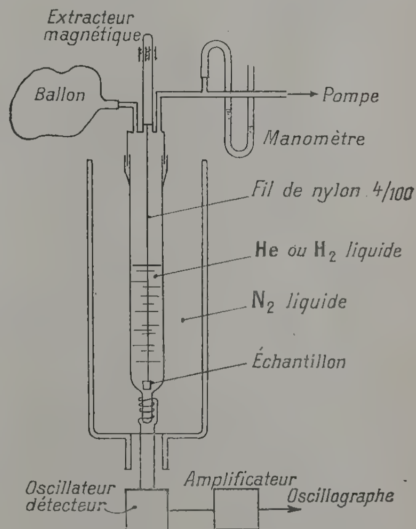


Fig. 1. — Cryostat.

Étude de la fréquence de résonance. — La théorie de Bayer [1] a attribué les variations de fréquence de la résonance quadripolaire à une oscillation de torsion de la liaison entre le noyau envisagé et le reste de la molécule. Le gradient de champ électrique E prend une valeur moyenne d'autant plus

petite que l'amplitude des oscillations est grande et l'énergie de couplage

$$W = eq\frac{\partial E}{\partial z}\,\frac{3\,m^2 - i(i+1)}{4i(2i-1)},$$

ainsi que le saut d'énergie dans la transition quadripolaire diminuent quand la température augmente.

Cette théorie peut être transposée au cas où la liaison effectue plusieurs oscillations indépendantes, de fréquences connues par l'étude de l'effet Raman et nous avons cherché à la vérifier dans le cas de la liaison —Cl et de la résonance de ^{3} Cl dans la molécule de *p*-dichlorobenzène, bien connue depuis les travaux de Rousset [2].

La figure 2 montre en trait plein les résultats expérimentaux et ceux déduits de la théorie. Ces deux courbes s'écartent nettement à basse température et nous pensons pouvoir expliquer cette divergence par la considération de l'asymétrie du gradient du champ, due à l'influence des molécules voisines et dont l'effet augmente à basse température. L'asymétrie de $\partial E/\partial z$ au niveau d'un noyau de spin 3/2 est difficile à mesurer

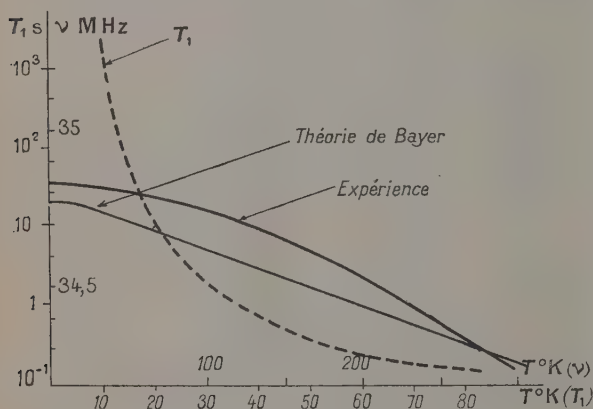


Fig. 2. — T_1 et ν pour p-$C_6H_4Cl_2$ en fonction de T^0 K.

directement (effet Zeeman de la résonance quadripolaire); aussi nous proposons-nous d'étudier le paradiodobenzène où le spin $i = 5/2$ de ^{127}I rend facile la mise en évidence de ce phénomène.

Étude du temps de relaxation. — Grâce au dispositif autodyne, il est possible de mesurer le temps de relaxation T_1 spin-milieu. Cette mesure a été faite entre 77 et 4° K. Les résultats obtenus peuvent être comparés à ceux déduits de la théorie de Bayer. Mais la courbe théorique dépendant de nombreux paramètres (durée de vie des niveaux exacts des oscillations de torsion) inconnus, il est assez illusoire de la comparer à la courbe expérimentale. Cependant, les résultats pourraient être utilisés à la détermination de ces durées de vie, à condition d'admettre la validité des formules de Bayer.

[1] Bayer. — *Z. Physik*, 1951, **130**, 227.
[2] Rousset A. et Lochet L. — *J. Physique Rad.*, 1942, **3**, 146.

SÉANCE DU 11 MARS 1954.

(*) **1. — La loi en $T^{3/2}$ de l'approche à la saturation des substances ferromagnétiques ;**

par M. L. Néel,

Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Institut Fourier, Grenoble.

Par une méthode rigoureuse, dite des ondes de spin, Bloch a montré [1] que l'aimantation à saturation J d'une substance ferromagnétique, à une température T, s'exprimait en fonction de l'aimantation à saturation au zéro absolu J_s par la formule suivante :

$$J = J_s(1 - aT^{3/2} - \ldots).$$

Tout récemment, Schafroth a perfectionné la méthode [2] en introduisant un champ self-consistent et obtenu une expression de la forme

$$J = J_s(1 - aT^{3/2} - bT^{7/4} - cT^2 - \ldots)$$

qui montre au premier coup d'œil à quel point le développement, en puissances croissantes de $T^{1/4}$, doit être peu convergent.

Ce développement peut s'expliciter sous une forme simple en introduisant la *température de Curie paramagnétique* θ définie comme l'intersection avec l'axe des T de la courbe représentant la variation thermique de l'inverse de la susceptibilité : ce serait aussi le point de Curie θ de la loi de Curie-Weiss du paramagnétisme à champ moléculaire, si cette loi était obéie. On trouve alors

$$J = J_s(1 - 0{,}332\,uv^{6/4} + 0{,}635\,u^{3/2}v^{7/4}w^{1/2} - 0{,}374\,u^2v^{8/4}w + \ldots)$$

avec les abréviations suivantes :

$$u = \frac{V}{2\,\mathrm{N}\,a^3\,\mathrm{S}}, \qquad v = \frac{(\mathrm{S}+1)\,T}{\theta},$$
$$w = 2\,\mathrm{S}\left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{2\,\mathrm{S}}}\right).$$

Dans ces formules, S désigne le moment de spin, N le nombre d'Avogadro, V le volume atomique et a la distance entre atomes proches voisins, supposés les seuls efficaces du point de vue magnétique. La quantité u est ainsi égale à 1/2S dans le cas du cube simple et à 0,707/2S dans le cas du cube à faces centrées ou du réseau hexagonal compact.

Les formules précédentes ne peuvent s'appliquer avec sûreté qu'au *gadolinium*, car c'est le seul cas où la constante de Curie atomique expérimentale, trouvée égale à 8,21 [3], soit pratiquement la même que la valeur théorique (7,9); dans ce cas, la température de Curie ferromagnétique, égale [4] à 290° K, doit être très voisine de la température θ introduite plus haut. Pour cette substance, S = 7/2 et u = 0,101, ce qui donne finalement

$$J = J_s\left[1 - 0{,}320\left(\frac{T}{\theta}\right)^{6/4} + 0{,}204\left(\frac{T}{\theta}\right)^{7/4} - 0{,}040\left(\frac{T}{\theta}\right)^{8/4} + \ldots\right].$$

On constate alors que, pour donner au second terme du développement une valeur inférieure en valeur absolue au quart de la valeur du premier terme, il faut que T soit inférieur à 7° K. Pour satisfaire à la même condition, pour une substance définie par $S = 1/2$ et $\theta = 700°$ K, il faut de même que T soit inférieur à 0,25° K.

En d'autres termes, le domaine de validité de la loi d'approche de Bloch en $T^{3/2}$ est limité à des températures inférieures à 10° K, tandis que le domaine des lois d'approche expérimentales s'étend entre 10 et 200° K. Ces deux domaines sont donc entièrement distincts; il n'est d'ailleurs guère possible d'espérer vérifier la loi de Bloch car, à 1° K, l'écart par rapport à la saturation absolue doit être probablement bien inférieur à 1/10 000.

Au surplus, si d'aventure on trouve une loi d'approche expérimentale en $T^{3/2}$, le coefficient de ce terme ne doit pas avoir de rapports avec le coefficient théorique de Bloch et ne peut pas être utilisé pour calculer la valeur de l'intégrale d'échange, comme cela a été parfois proposé [5]; il vaut encore mieux avoir recours à l'approximation du champ moléculaire [6].

[1] Bloch F. — *Z. Physik*, 1930, **61**, 206.
[2] Schafroth M. R. — *Proc. Phys. Soc.* [A], 1954, **67**, 33 (*cf.* aussi un erratum à l'impression dans le même périodique).
[3] Kriessman C. J. et Mc Guire T. R. — *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 374.
[4] Elliott J. F., Legvold S. et Spedding F. H. — *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 28.
[5] Kittel C. — *Rev. Mod. Physics*, 1949, **21**, 541.
[6] Néel L. — *Cahiers de Physique*, 1944, **4**, n° 25, 1.

(*) 2. — Problèmes physiques rencontrés dans les générateurs électrostatiques;

par M. N. Félici,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Grenoble.

Tout convertisseur d'énergie pose des problèmes que l'on peut appeler géométriques ou cinématiques, d'une part, et des problèmes physiques d'autre part. Les premiers concernent la forme, la trajectoire, la vitesse des organes, les relations de ces grandeurs avec la puissance; les seconds, la nature des matériaux, les performances qu'elle permet, les réactions chimiques auxquelles le fonctionnement donne lieu.

L'étude des problèmes géométriques précède généralement l'autre et se termine bien avant elle. Ainsi, en électromagnétisme, tous les systèmes possibles de machines tournantes étaient pratiquement catalogués en 1900, tandis que l'amélioration des noyaux magnétiques se poursuit encore aujourd'hui. Dans les machines thermiques, le progrès physique des matériaux conditionne en fait l'utilisation effective de schémas thermodynamiques depuis longtemps connus.

Dans les appareils électrostatiques, le progrès a été très lent et des améliorations essentielles à la géométrie des machines ont encore été faits tout récemment. Cependant, la perfection même des résultats obtenus dans ce domaine semble laisser peu de place à d'autres progrès fondamentaux.

Tandis que la géométrie des générateurs électrostatiques est ainsi discutée depuis deux siècles, les premières études physiques sérieuses datent de moins de vingt ans. C'est vers 1934-1938 que l'importance du milieu diélectrique fluide et la nécessité du fonctionnement en atmosphère comprimée ont été réellement établies.

Il était admis depuis cette époque que la rigidité diélectrique (champ électrique maximum) est la qualité essentielle pour le gaz ambiant et, dans cet esprit, l'emploi de l'air, de CO_2, du fréon, de SF_6, a été préconisé. Un premier correctif a dû être apporté en tenant compte de la masse spécifique; celle-ci, dans un appareil tournant, détermine les pertes par ventilation, qui deviennent importantes sous pression. A ce point de vue, l'air, par exemple, se montre supérieur aux gaz comme le fréon, même s'il réclame des pressions plus hautes.

Un second point plus important est le caractère oxydant de tous les gaz précédents sans exception. Les gaz bons diélectriques sont ceux qui forment aisément des ions négatifs atomiques ou moléculaires; cette affinité réduit la multiplication des électrons dans les avalanches et relève fortement le champ disruptif. L'air est bien supérieur à l'azote pur; la vapeur de CCl_4 améliore encore l'air de 40 pour 100, fait qui a excité beaucoup d'intérêt il y a une quinzaine d'années. Mais, du point de vue électronique, affinité pour l'électron égale pouvoir oxydant. Ceci est très grave. Même si l'oxygène ou le fluor sont dissimulés dans des molécules comme CO_2 ou SF_6, ils sont libérés par les effluves ou les étincelles et détruisent métaux et isolants. L'adjonction d'absorbeurs (KOH) n'est qu'un palliatif et la durée de l'appareil est forcément limitée. Si, au contraire, on essaye de travailler dans l'azote pur, des étincelles de grande longueur se produisent entre électrodes à forte courbure, même pour des tensions relativement faibles et des pressions élevées. Ce fait rend l'utilisation de l'azote pur impossible, bien que son comportement dans un champ uniforme soit assez satisfaisant.

Il semble difficile d'échapper au dilemme précédent et, de fait, tout le monde s'est contenté d'utiliser jusqu'ici des gaz « électronégatifs » qui ne permettent qu'un fonctionnement de quelques centaines d'heures. Cependant, une solution exceptionnelle existe, dont l'intérêt a été bien mis en évidence récemment. L'hydrogène pur, bien que non oxydant, ne présente pas comme l'azote le défaut de permettre de longues étincelles; à ce point de vue, il n'est inférieur à l'air que de 30 à 40 pour 100. Sa rigidité en champ uniforme est pratiquement égale à celle de l'azote pur, à la même pression, et enfin la mobilité des ions tant négatifs que positifs y est grande, ce qui facilite considérablement la commutation par peignes ionisants, même sous pression. La différence de comportement entre hydrogène et azote peut recevoir plusieurs explications. La plus naturelle invoque l'affinité de l'hydrogène atomique pour l'électron, alors que l'azote n'en a aucune. A la manière des halogènes, l'atome d'hydrogène capte l'électron pour donner un ion négatif analogue à l'atome d'hélium. Ce fait est bien démontré et, dans une décharge sous pression, le spectre de H^- peut être plus intense que celui de H. La seule diffé-

rence avec le chlore est que la molécule d'hydrogène ne fixe pas l'électron, parce que sa dissociation préalable réclame trop d'énergie. Mais, dans une avalanche, des atomes d'hydrogène sont évidemment présents.

Une autre explication pourrait résulter d'une excitation plus facile du spectre de rotation et d'oscillation de la molécule d'hydrogène par les électrons accélérés, avec absorption de leur énergie. On sait, en effet, que les gaz moléculaires isolent mieux que les gaz monoatomiques parce que les molécules présentent au-dessous de l'énergie d'ionisation de nombreux niveaux d'excitation auxquels les électrons transmettent une partie de leur énergie, qui est ensuite dissipée en chaleur. Rien de tel n'a lieu dans les gaz rares et c'est pour cela que le champ disruptif y est si faible, bien qu'ils détiennent paradoxalement le record du potentiel d'ionisation. Si l'excitation moléculaire joue un rôle appréciable, on devrait trouver une différence entre l'hydrogène et le deutérium.

Un autre problème physique important dans les machines électrostatiques est la réalisation d'un conducteur solide de résistivité massique comprise entre 10^{11} et 10^{13} Ω.cm.

La solution qui vient aussitôt à l'esprit est d'incorporer un médiocre conducteur, comme le carbone en poudre fine, dans une masse isolante. Ceci a été essayé dans bien des laboratoires, sans jamais de résultats sérieux. Ou bien il y a contact entre les grains et la résistivité n'est pas très supérieure à celle du matériau conducteur incorporé, ou bien il n'y a pas contact et elle est pratiquement celle de l'isolant. Des tentatives dans ce sens ont été reprises avec du graphite colloïdal par la General Electric; elles n'ont abouti à aucun résultat dans la gamme intéressante.

Cet échec total montre que la conception précédente est par trop simpliste et qu'il convient de tenir compte des résultats modernes sur les semi-conducteurs. On ne doit espérer de faible conductibilité que dans des corps présentant des porteurs de charge moyennement liés que l'énergie thermique pourra porter en nombre restreint sur des niveaux de conduction. Bien entendu, cela signifie qu'un coefficient de température négatif et considérable ne saurait être évité.

Les premiers résultats satisfaisants ont été obtenus avec le verre. D'un point de vue macroscopique, le verre peut être regardé comme un électrolyte de très grande viscosité et l'on sait que la résistivité d'un électrolyte est proportionnelle à sa viscosité. Microscopiquement, le verre a une structure ionique définie, mais les ions peuvent s'y déplacer de temps à autre sous l'action d'un champ, quand l'agitation thermique arrive à les libérer temporairement de la structure. Cette explication est d'ailleurs parallèle aux idées modernes sur la viscosité des liquides. En fait, le verre a une résistivité remarquablement bien définie quand sa composition chimique (et la température !) sont données. Il faut seulement prendre garde à l'absorption d'eau, qui est particulièrement grande pour le verre non poli, et qui donne une conductibilité superficielle très grande et irrégulière.

Bien d'autres solutions que le verre sont certainement possibles. Tout ce qui, dans une structure isolante, perturbe le potentiel à l'échelle moléculaire, fait apparaître des niveaux adventices dans la zone d'énergie interdite aux électrons et peut donner de la conductibilité. Une expérience bien démonstrative à ce sujet est la suivante : on prend un morceau de chlorure de vinyle pur, sa résistivité dépasse 10^{15} Ω.cm. On verse dessus quelques gouttes de CS_2, excellent isolant aussi, qui pénètre dans le chlorure. Quand tout le CS_2 en excès a disparu par évaporation, on mesure la résistivité du chlorure : elle est moindre que 10^{10} Ω.cm. Cela montre bien que, pour faire un conducteur, il suffit de juxtaposer deux isolants à l'échelle moléculaire. La même constatation est d'ailleurs courante dans les électrolytes. En mélangeant H_2O et NaCl purs qui sont relativement isolants, on obtient un liquide fortement conducteur et l'explication générale, création de niveaux supplémentaires assez bas pour être peuplés par l'agitation thermique, est encore valable.

3. — L'effet de tunnel et la mécanique classique;

par M. F. Bertaut,

Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Institut Fourier, Grenoble.

Le quadrivecteur quantité de mouvement, attaché à un corpuscule, aurait deux composantes, l'une réelle (vecteur temps), l'autre imaginaire (vecteur espace) perpendiculaire à la composante réelle et responsable des propriétés ondulatoires, telles que l'effet de tunnel. Discussion du cas de l'hydrogène où l'on aboutit à une solution particulière et complexe de l'action S qui montre d'étroits rapports avec la solution des équations de Dirac.

4. — Balance magnétique de torsion;

par M. J. C. Barbier,

Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Grenoble.

L'auteur décrit une balance magnétique de torsion réalisée dans le but d'étudier les propriétés magnétiques d'aciers inoxydables de faible susceptibilité (χ de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-3}) dans des champs magnétiques de l'ordre de grandeur du champ terrestre.

Deux bobines de sections rectangulaires, en position de Helmholtz, créent un champ uniforme H au voisinage de l'échantillon. Deux autres bobines créent un champ h variable suivant la direction de H ($h = 0$ au centre de l'échantillon). La mesure de la force $F = \chi H \, dh/dx$ qui s'exerce sur l'échantillon lorsque l'on superpose au champ H le gradient dh/dx est ramenée à la mesure du couple de torsion d'un fil. Le fléau de la balance, suspendu en son centre au fil de torsion, porte à une extrémité l'échantillon (barreau cylindrique $\varnothing = 1$ cm, $L = 8$ cm) et, à l'autre, un contrepoids non magnétique qui rétablit l'équilibre (distance de l'axe de l'échantillon au fil de torsion $R = 3$ cm). Le fil de torsion est un fil de tungstène ($\varnothing = 30$ µ). L'angle de rotation de l'équipage mobile est repéré optiquement.

Avec cet appareil, pour un échantillon initialement

désaimanté, l'application d'un champ de 5 Oe et d'un gradient tel que la variation du champ ne dépasse pas 1 pour 100 dans tout le volume de l'échantillon, entraîne un déplacement de 2 mm du spot pour une susceptibilité $\chi = 10^{-4}$.

La balance a été conçue pour permettre également la détermination d'aimantations rémanentes conservées par les échantillons. De la mesure du couple résultant de l'application du gradient seul, on déduit la composante de l'aimantation rémanente suivant la direction du champ.

Le couple résultant de l'application du champ H seul donne la valeur de la composante perpendiculaire.

Au moyen de cet appareil, d'une réalisation simple, les susceptibilités initiales et les aimantations rémanentes anhystérétiques de nombreux échantillons d'aciers inoxydables ont été déterminées avec une bonne précision.

SÉANCE DU 3 MAI 1954.

1. — La structure du sulfure de fer;

par M. F. Bertaut,

Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Grenoble.

La structure de FeS au-dessus de 120° C est du type NiAs. Elle peut être décrite par une succession de plans A, B, A, C, A, B, A, C, ... suivant l'axe sénaire où A (0, 0), B (1/3, 2/3) et C (2/3, 1/3) sont les plans conventionnels du paquetage compact (A = métal, B et C = métalloïde).

Au-dessous de 120° C, il y a apparition d'une surstructure dont la maille, encore hexagonale, est reliée à l'ancienne maille (a, c) par

$$A = a\sqrt{3} = 5{,}96\ \text{Å}, \qquad C = 2c = 11{,}74\ \text{Å} \quad [1].$$

Elle contient donc six fois plus d'atomes, soit 12 FeS. La surstructure dérive du type NiAs par de faibles déplacements d'atomes et peut être décrite par une succession suivant l'axe sénaire de plans a, B, a, C′, b, B, b, C′, a, B, a, C″, b, B, b, C′, ...

Ici, les atomes métalliques forment un réseau en double couche a, a, b, b, a, a, b, b, ... Les déplacements des atomes de Fe (0,20 Å) sont suivant les axes des x, y et $-(x+y)$; ceux des atomes de S (situés sur les axes ternaires) sont suivant l'axe des z. Une structure dans laquelle les atomes de Fe seraient sur les axes ternaires est incompatible avec les intensités observées.

Le groupe d'espace est $D_{3h}^4 - C\bar{6}2c$. Les positions atomiques sont :

$2S_1$ en $2a$:

$$0, 0, 0; \quad 0, 0, \tfrac{1}{2};$$

$4S_2$ en $4f$:

$$\pm\left(\tfrac{1}{3}, \tfrac{2}{3}, z; \tfrac{1}{3}, \tfrac{2}{3}, \tfrac{1}{2} - z\right), \qquad \text{avec} \quad z = 0{,}016;$$

$6S_3$ en $6h$:

$$x, y, \tfrac{1}{4}; \quad \bar{y}, x-y, \tfrac{1}{4}; \quad y-x, \bar{x}, \tfrac{1}{4};$$

$$y, x, \tfrac{3}{4}; \bar{x}, y-x, \tfrac{3}{4}; x-y, \bar{y}, \tfrac{3}{4}, \qquad \text{avec} \quad x = \tfrac{2}{3}; \quad y = 0;$$

$12\,Fe$ en $12i$:

$$x, y, z; \quad \bar{y}, x-y, z; \quad y-x, \bar{x}, z;$$

$$x, y, \tfrac{1}{2}-z; \quad \bar{y}, x-y, \tfrac{1}{2}-z; \quad y-x, \bar{x}, \tfrac{1}{2}-z;$$

$$y, x, \tfrac{1}{2}+z; \quad \bar{x}, y-x, \tfrac{1}{2}+z; \quad x-y, \bar{y}, \tfrac{1}{2}+z;$$

$$y, x, \bar{z}; \quad \bar{x}, y-x, \bar{z}; \quad x-y, \bar{y}, \bar{z},$$

$$\text{avec} \quad x = \tfrac{1}{3}+\varepsilon; \quad y = \varepsilon; \quad z \simeq \tfrac{1}{8} \qquad \text{et} \qquad \varepsilon = 0{,}035.$$

Une déduction et description plus détaillée de la structure de FeS sera publiée ailleurs.

[1] Hägg G. et Sucksdorff I. — *Z. Phys. Chem.*, 1933, B **22**, 444.
Haraldsen H. — *Z. Anorg. Allg. Chem.*, 1941, **246**, 169.
Grønvold F. et Haraldsen H. — *Acta Chem. Scand.*, 1952, **6**, 1452.

(*) 2. — Étude expérimentale du couplage d'un alternateur au réseau par l'intermédiaire d'une ligne;

par M. R. Perret,

Institut Polytechnique de Grenoble.

L'étude a été effectuée à l'aide d'un modèle réduit, comprenant un alternateur à pôles saillants et une ligne triphasée représentée par des quadripôles en Π. Les angles de déphasage instantanés ont été observés à l'aide d'un phasemètre électronique construit spécialement dans ce but. Nous avons ainsi vérifié les phénomènes suivants :

a. Régime statique. — Supposons tout d'abord l'alternateur relié directement à un réseau de grande puissance. On peut considérer le fonctionnement comme l'interaction d'un moment magnétique, dû à l'intensité rotorique, et d'un champ magnétique proportionnel à l'intensité produite par le réseau dans le stator. On obtient ainsi un couple résistant $EU \sin \delta/x$, où E est la force électromotrice de l'alternateur, U la tension du réseau, x l'impédance de l'alternateur et δ le déphasage entre E et U.

Dans le cas où l'alternateur est relié au réseau par une ligne, le champ magnétique est réduit dans la proportion x/X, X étant une impédance de transfert tenant compte de la présence de la ligne.

$$X = x \cos \Phi + Z \sin \Phi,$$

où Z est l'impédance caractéristique de la ligne et Φ l'angle électrique de la ligne; lorsque Φ est inférieur à 90°, c'est-à-dire lorsque la ligne a une longueur inférieure à 1500 km (à 50 Hz), X est supérieur à x. Pour une même force électromotrice et une même puissance, l'angle δ est plus grand dans le cas de l'utilisation d'une ligne.

b. Régime oscillatoire. — Si δ varie de $\Delta\delta$, le couple résistant varie de $EU \cos\delta\,\Delta\delta/X$. $EU \cos\delta/X$ joue le même rôle que celui d'un couple de rappel dans le cas d'un mouvement pendulaire. Dans ces conditions, à la suite d'une perturbation, la première oscillation a une amplitude proportionnelle à $1/\sqrt{\cos\delta}$. La période d'oscillation est de la même forme.

Ces deux grandeurs croissent avec δ. Lorsque δ atteint $\pi/2$, elles deviennent infinies. L'alternateur ne se maintient plus en synchronisme. Le couple synchronisant s'annule.

c. Régime caractéristique. — Des considérations pratiques ne nous laissent pas libres de choisir δ. Une ligne de transmission possède un rendement optimum lorsqu'elle fonctionne en ondes progressives (régime caractéristique). Ce régime donne aussi une répartition régulière de la tension le long de la ligne. L'angle δ dans ce cas devient la somme de Φ et du décalage interne de l'alternateur. Il peut atteindre $\pi/2$ pour des lignes d'une longueur de l'ordre de 800 km. Ces considérations suggèrent des remèdes permettant de repousser la limite de stabilité :

1° l'utilisation d'une basse fréquence fait correspondre à un angle Φ donné une ligne plus longue;
2° faire décroître X, soit en diminuant x, soit en compensant l'inductance par une capacité en série dans la ligne;
3° l'utilisation d'une force électromotrice qui ne soit pas constante mais dépende de δ.

La considération de la stabilité transitoire suggère ce remède.

d. Régime transitoire. — Lors d'une perturbation brutale, le flux rotorique reste constant, car le bobinage correspondant possède par construction une très grande constante de temps. Ceci implique une force électromotrice E non constante et l'on atteint ainsi pour des perturbations rapides des angles δ supérieurs à la limite de stabilité. Dans ces limites, l'alternateur réagit spontanément de façon favorable.

e. Réglage. — L'utilisation de δ comme variable détectée est délicate, car une télémesure le long de la ligne est nécessaire. Pour une longueur suffisante de ligne, on constate une grande analogie entre l'angle φ de déphasage tension-courant au générateur et l'angle δ. Disposant dorénavant de la variable détectée φ et de la variable E sur laquelle on veut agir, le problème devient un problème technique de servomécanisme.

(*) 3. — Un gaussmètre de précision à résonance nucléaire;

par MM. D. Dautreppe et J. Paulevé,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal.

La relation fondamentale de la résonance nucléaire magnétique $\omega = \gamma H$ permet, connaissant avec précision le rapport gyromagnétique γ d'un noyau, de ramener la mesure d'un champ magnétique à celle d'une fréquence. Le rapport gyromagnétique du proton γ_p est $(2{,}6752 \pm 0{,}0002).10^4$ d'après les mesures précises de Thomas, Driscoll et Hipple [1] et nous avons ainsi

$$H\,(\text{gauss}) = 234{,}87 \times f\,(\text{MHz}).$$

L'appareil comporte (*fig.* 1) :

1° Un oscillateur du type autodyne dérivé de celui de Pound [2]. La self du circuit oscillant est constituée par 10 spires de fil de 1 mm enroulées sur une longueur de 15 mm et sur un diamètre de 10 mm. Nous examinons l'absorption produite par la résonance des protons dans l'eau. Toutefois, pour éviter la saturation du phénomène, nous ajoutons un peu de sulfate de nickel, ce qui diminue le temps de relaxation T_1. A l'intérieur de la self, nous avons 0,1 cm³ de cette solution. Un jeu de capacités introduites en parallèles sur un condensateur variable, permet de couvrir la gamme de fréquence correspondant à la gamme de champ 800-6 000 gauss;

2° Une détection suivie d'un amplificateur à deux

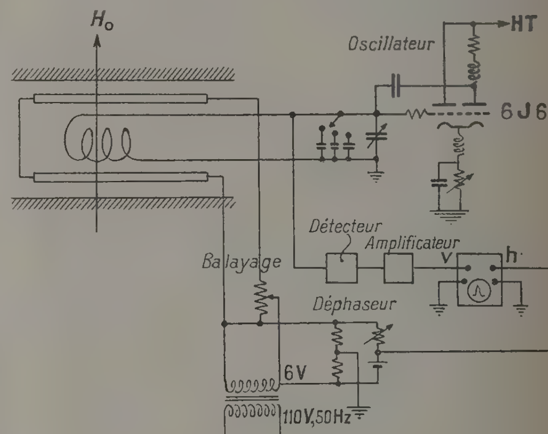


Fig. 1.

étages sortant sur les plaques verticales v d'un oscillographe cathodique;

3° Deux bobines circulaires en position de Helmholtz de 40 mm de diamètre, placées de part et d'autre de la self, modulant à 50 Hz le champ magnétique continu H_0 à mesurer et permettant ainsi l'amplification et la visualisation du phénomène sur un oscillographe.

Un transformateur 110 V/6 V, 50 Hz alimente d'une part, les bobines de balayage et, d'autre part, au travers d'un déphaseur, les plaques horizontales h de l'oscillographe. Ce déphaseur permet de faire coïncider les signaux d'aller et de retour du balayage que l'on peut ainsi centrer ensemble sur la trace horizontale de l'oscillographe. C'est seulement dans ces conditions que l'on a rigoureusement $\omega = \gamma H_0$.

Les mesures peuvent être effectuées dans un entrefer minimum de 38 mm. Cette valeur est réduite à 16 mm si l'on consent à utiliser un balayage de champ extérieur, par exemple en bobinant directement sur les pièces polaires.

L'appareil est étalonné et la précision obtenue dans le cas d'une lecture directe est de 1 pour 100. En mesurant la fréquence à l'aide d'un ondemètre du type Férisol, on peut obtenir 5.10^{-4}.

Cet appareil sert aussi à apprécier l'hétérogénéité du champ magnétique d'après la largeur de la raie, celle-ci étant pratiquement produite dans le cas des protons dans l'eau par cette hétérogénéité.

Nous avons montré expérimentalement lors de la présentation à la Société française de Physique qu'une variation relative de 5.10^{-4} du champ magnétique se traduit par un déplacement latéral de la raie sur l'oscillographe, très nettement appréciable ($\simeq$ 5 mm), ce qui prouve la sensibilité de l'appareil.

Plusieurs électroaimants ont été ainsi étalonnés au laboratoire.

[1] THOMAS, DRISCOLL et HIPPLE. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 902.
[2] POUND et KNIGHT. — *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 219.

SECTION SUD-EST.

(*Lyon.*)

SÉANCE DU 12 MARS 1954.

1. — Aberrations et pouvoir séparateur des spectrographes magnétiques pour rayons β à double focalisation;

par MM. J. B. BELLICARD et A. MOUSSA.

Dans le but de comparer systématiquement les résultats expérimentaux et théoriques, nous avons entrepris une étude théorique des formes de raies dans les spectrographes à double focalisation où sont utilisés des faisceaux limités par des diaphragmes rectangulaires à grande ouverture axiale.

Le développement en série du champ dans le plan de symétrie étant de la forme

$$H(r) = H(r_0)\left[1 + \alpha_1 \frac{r - r_0}{r_0} + \alpha_2\left(\frac{r - r_0}{r_0}\right)^2 + \ldots\right],$$

où r_0 est le rayon de la trajectoire stationnaire, la condition de double focalisation est $\alpha_1 = -1/2$ et les aberrations de sphéricité dépendent surtout du coefficient α_2. Pour différentes valeurs de α_2, nous avons déterminé les contours de l'image d'une source ponctuelle émettant des électrons monocinétiques et trouvé l'expression de l'éclairement à l'intérieur de l'image. La comparaison des taches d'aberration montre l'avantage du choix de $\alpha_2 = 3/8$, réalisé dans notre spectrographe à bobines sans fer [1].

Dans ce dernier cas, l'étude des profils de raies enregistrées, soit photographiquement, soit par un compteur, nous a permis de comparer nos résultats à l'expérience, notamment pour le pouvoir de résolution. Le calcul donne $\Delta(\rho H)/\rho H = 0{,}65\ s/r_0$ pour une source rectangulaire de largeur $2s$ lorsque l'enregistrement est effectué par un compteur dont la fente a la même largeur. Ainsi, pour des pouvoirs séparateurs théoriques de $0{,}8.10^{-3}$ et $7{,}8.10^{-3}$, on a obtenu respectivement $1{,}9.10^{-3}$ et $9{,}3.10^{-3}$. Le pouvoir séparateur effectif est donc assez voisin du pouvoir séparateur théorique, dont le calcul est d'ailleurs approché par défaut puisque l'on néglige toutes les aberrations autres que celle de sphéricité. La comparaison aux valeurs publiées pour les appareils analogues, mais à noyau de fer, montre que la réalisation du champ magnétique par des bobines sans fer donne d'excellents résultats.

[1] MOUSSA A. et BELLICARD J. B. — *J. Physique Rad.* (à paraître).

2. — Chambre de diffraction X pour examens en retour et sous incidence variable;

par M. R. RIVIÈRE.

L'auteur décrit une chambre à diffraction de rayons X destinée à examiner en retour et sous des incidences variant de 90 à 45° des échantillons non pulvérisés de métaux très absorbants. Le dispositif adopté permet sur le principe Seeman-Bohlin une focalisation parfaite sous toute incidence.

L'auteur montre des diagrammes obtenus dans une étude de largeur de raies en fonction d'un traitement mécanique.

Une description détaillée paraîtra au *Journal de Physique.*

3. — Franges d'interférences électroniques;

par M. É. PERNOUX.

L'auteur montre des franges d'interférence obtenues dans l'image électronique de cristaux minces superposés. Il mentionne des images semblables obtenues par R. Uyeda, Y. Seki et O. Rang et fait une étude critique des différentes interprétations données ([1] à [4]). Chacune n'est valable que dans des cas particuliers et, pour fournir une interprétation de portée générale, il convient de réaliser un interféromètre électronique qui permette de déterminer avec précision la position relative des cristaux envisagés.

Les images et une étude détaillée seront publiées ultérieurement.

[1] MITSUISKI T., NAGASAKI A. et UYEDA R. — *Proc. Jap. Acad.*, 1951, **127**, 1001.
[2] SEKI Y. — *J. Phys. Soc. Jap.*, 1953, **8**, 149.
[3] RANG O. — *Z. Physik*, 1953, **136**, 189.
[4] BERNARD R. et PERNOUX E. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 189.

SÉANCE DU 26 MARS 1954.

1. — Phénomènes d'électroluminescence et d'électrophotoluminescence;

par M. G. DESTRIAU,
Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.

Il y a lieu de distinguer les phénomènes lumineux accompagnant le passage du courant à travers une

couche de barrage (luminescence du siliciure de racbone, du tungstate de calcium, des couches d'alumine dans l'électrolyse avec électrodes d'aluminium) des phénomènes d'électroluminescence et d'électrophotoluminescence produits par l'action des champs électriques sur des substances sensibles noyées dans le diélectrique d'un condensateur et sans contact direct avec les électrodes.

Dans les premiers de ces phénomènes, il y a contact direct des électrodes et la luminescence excitée se trouve en phase avec la tension appliquée (D. Curie) tandis que, dans les derniers de ces phénomènes, il n'y a aucun contact direct des électrodes et les phénomènes lumineux observés sont décalés dans le temps par rapport à l'onde de tension.

L'idée de soumettre une substance luminescente à l'action d'un champ électrique revient à Gudden et Pohl qui observèrent un renforcement momentané de la phosphorescence d'un sulfure de zinc préalablement soumis aux rayons ultraviolets. L'effet de Gudden et Pohl se trouve ainsi caractérisé par sa fugacité ainsi que par la nécessité d'une irradiation préalable. Le phénomène d'électroluminescence, c'est-à-dire l'émission permanente de lumière sous l'action des champs électriques variables, est au contraire un effet qui persiste autant que persiste l'action du champ et qui enfin ne nécessite aucune irradiation préalable. Les substances sensibles se choisissent actuellement parmi certains sulfures, silicates, oxydes et séléniures de zinc ou de cadmium activés par le cuivre, le plomb ou le manganèse.

La bande bleue du cuivre est plus sensible à l'électroluminescence que la bande verte; il en résulte des colorations différentes suivant que la substance est excitée en photoluminescence à l'ultraviolet ou, au contraire, excitée par électroluminescence. Les bandes des divers activants sont, de même, inégalement sensibles aux variations de fréquence du champ excitateur, si bien que la coloration de la lumière émise peut dépendre notablement de la fréquence du champ excitateur; enfin, ces bandes ne sont pas émises simultanément, elles apparaissent donc, les unes par rapport aux autres, avec un léger décalage dans le temps. Il en va de même, parfois, des diverses régions spectrales d'une même bande, d'où des variations périodiques, cependant faibles, de coloration au cours d'un cycle de variation du champ.

Quand la température s'élève depuis 100° K, la luminance croît en général régulièrement jusqu'à un maximum pour une température de 320 à 370° K, puis elle baisse pour des températures plus élevées (J. Mattler); il peut apparaître aussi des variations plus complexes qui semblent caractéristiques des divers activants. Certains produits présentent une allure toute différente; la luminance croît au contraire régulièrement lorsque la température s'abaisse; en réchauffant de tels produits, la courbe de retour est différente et présente des maxima aigus au passage de certaines températures, phénomène d'électro-photothermoluminescence (Gobrecht, Hahn et Gumlich).

L'étude des ondes de brillance fait apparaître une émission plus forte près de l'une des faces du cristal, mais cette apparence, due à une dissymétrie dans la distribution du champ, change de polarité lorsque l'on élève l'intensité efficace de celui-ci. Cette dissymétrie dans la distribution du champ se traduit par une perturbation de la forme des ondes de brillance et celle-ci devient plus symétrique lorsque, la fréquence augmentant, les déplacements électroniques deviennent moins importants (durée du déplacement plus courte) et qu'en conséquence la répartition du champ à l'intérieur des cristaux devient plus uniforme.

Au lieu de provoquer l'excitation par des champs variables, on peut appliquer un champ constant et faire pivoter les cristaux. Le pivotement de certaines substances, même en champ alternatif, accroît d'ailleurs notablement l'émission lumineuse (effet d'électrogyroluminescence ?).

En dehors de l'effet d'illumination fugace et de l'électroluminescence, le champ électrique peut encore agir sur certaines autres substances photoluminescentes irradiées aux rayons X ou aux rayons ultraviolets. On peut observer une extinction fugace assez forte suivie d'une extinction permanente plus modérée. Ces phénomènes s'accompagnent parfois de modifications assez importantes dans les bandes d'émission. L'extinction fugace est accompagnée de perturbations à évolutions rapides des ondes de brillance caractérisées, dans le cas d'extinction par les rayons X (générateur à tension ondulée), par l'affaiblissement du maximum principal et l'apparition d'un maximum secondaire fugace très aigu aux époques où, durant les premiers cycles d'application du champ, la tension passe par zéro.

2. — Les condensateurs électroluminescents;

par Mme C. Roy-Pochon.

Les éléments constitutifs d'un condensateur électroluminescent sont les suivants :

une armature transparente (en général, une plaque de verre conducteur);

une deuxième armature constituée par une mince couche ou feuille de métal;

entre ces deux armatures, un diélectrique qui comprend, en volumes à peu près égaux, la poudre électroluminescente et un corps isolant qui sert de liant.

Le verre est rendu conducteur en surface par traitement aux vapeurs de chlorure stannique. Il se dépose sur le verre une couche (conductrice) d'épaisseur inférieure à 1 μ, constituée vraisemblablement par de l'oxyde d'étain partiellement réduit. Cette couche présente une résistance superficielle assez importante, qui provoque un déphasage entre la fraction du courant qui traverse le condensateur près du bord et celle qui traverse la partie centrale.

Le produit électroluminescent le plus usité est un sulfure de zinc activé au cuivre et au plomb. On utilise aussi des sulfoséléniures de zinc, des silicates de zinc et cadmium. En général, les bons produits photoluminescents ne conviennent pas en électroluminescence. Il en est de même des produits cathodoluminescents. Réciproquement, les meilleurs produits électroluminescents sont peu lumineux sous l'action de la lumière ultraviolette ou d'un bombardement cathodique.

Les traitements thermique et chimique, appliqués après calcination du produit, influent sur l'intensité et la couleur de la lumière, sur la stabilité et la résistivité du produit. Burns (Sylvania) a émis l'hypothèse que, sous l'effet de ces traitements, il se forme une couche de barrage qui recouvre partiellement ou totalement chaque particule semi-conductrice de sulfure. Il en résulterait dans cette couche un champ intense très supérieur au champ moyen dans le diélectrique.

Le maximum de la courbe d'émission du sulfure de zinc se déplace du vert au bleu lorsqu'on accroît la fréquence de la tension appliquée au condensateur.

Par addition au sulfure de zinc d'un troisième activant, le manganèse, on peut obtenir une lumière jaune.

Le liant doit remplir un certain nombre de conditions. En particulier, il doit présenter un pouvoir inducteur spécifique élevé et une grande rigidité électrostatique; il doit être bon isolant et transparent. Produits utilisés : résines alkydes modifiées, nitro ou éthylcellulose plastifiées; verre à bas point de fusion.

La deuxième armature est, en général, formée par vaporisation dans le vide d'aluminium ou de chrome. On place sur cette armature une feuille de protection en matière plastique ou en mica, puis on met le condensateur à l'abri de l'humidité en l'enduisant de cire.

Caractéristiques électriques. — Un condensateur électroluminescent présente une caractéristique volts-ampères positive; il peut donc être branché directement sur le secteur.

Le circuit équivalent est schématisé, en gros, par une capacité shuntée par une résistance. Mais cette résistance varie avec la tension appliquée, le produit luminescent étant un semi-conducteur; la conductibilité croît avec la tension et il en est, par conséquent, de même du facteur de puissance. Ce dernier reste, dans tous les cas, assez faible : le courant est fortement déphasé en avant sur la tension.

La puissance consommée croît avec la tension suivant une loi exponentielle. Les condensateurs Sylvania de 30 cm de côté consomment 3 W sous 600 V, à la fréquence du réseau.

Caractéristiques photométriques. — La luminance est à peu près la même au centre qu'aux bords (malgré la résistance superficielle du verre).

Le flux lumineux varie dans le temps à la fréquence de la puissance. Le condensateur ne s'éteint jamais complètement au cours d'une période. L'allumage est pratiquement instantané.

Le flux émis, comme l'énergie absorbée, croît avec la tension appliquée suivant une loi exponentielle.

Le flux lumineux est aussi fonction de la fréquence. Pour les sulfures les plus usités, il croît moins vite que la fréquence et l'on n'a pas avantage, en général, à accroître la fréquence au delà de 3 000 Hz.

Un condensateur Sylvania de 30 cm de côté, qui consomme 3 W sous 600 V, à 50 Hz, rayonne 3 lm. Son efficacité lumineuse est donc de 1 lm/W. Sa luminance est de l'ordre de 0,001 stilb.

A 2 000 Hz sous la même tension, la luminance est environ 35 fois plus grande.

Les condensateurs électroluminescents ont une très longue durée de vie utile.

Applications. — Dans l'état actuel de la technique, les condensateurs électroluminescents ne sont pas encore applicables à l'éclairage général. Mais on peut, dès maintenant, leur trouver des applications au laboratoire ou dans la vie courante : plaques de signalisation, panneaux pour examen de radiographies, par exemple.

SÉANCE DU 14 MAI 1954.

M. Lahousse préside la séance; les Communications suivantes ont été présentées :

(*) 1. — Photométrie et polarisation de quelques nébuleuses diffusantes;

par Mme M.-T. Martel,
Observatoire de Lyon.

L'étude de la couleur et de la polarisation des nébuleuses diffusantes peut contribuer à résoudre certains problèmes que pose l'existence des nuages de particules solides : position de l'étoile excitatrice par rapport à la matière qu'elle éclaire, nature et dimensions des particules diffusantes.

Les observations, que j'ai effectuées à l'Observatoire de Haute-Provence, ont eu pour but de déterminer, en différents points des nébulosités étudiées, la luminance et le taux de polarisation de la lumière diffusée. Je n'ai étudié la luminance des nébuleuses qu'en vue de compléter les résultats concernant leur polarisation.

Polarisation de la lumière diffusée. — La plupart des observations ont été faites en photographiant la nébuleuse à travers un polaroïd placé devant la plaque (Henyey, Struve, Walter, Weston, Gliese). On suppose, par raison de symétrie, que la polarisation de ces nébuleuses ne peut être que radiale ou tangentielle. On prend alors deux photographies de la nébuleuse, entre lesquelles on tourne le polaroïd de 90°. En 1936, Henyey [1] a trouvé que la polarisation de NGC 7023 était radiale.

Il était intéressant de chercher si l'on ne pouvait pas réduire à une seule pose la détermination des taux de polarisation, $p = (I - i)/(I + i)$, I et i étant les intensités des deux vibrations rectangulaires de la lumière de la nébuleuse. J'ai utilisé, dans ce but, deux dispositifs imaginés l'un par Öhman [2], l'autre par Lyot [3].

Le polarigraphe d'Öhman comprend une grille métallique mince dont les barreaux opaques identiques sont séparés par des intervalles transparents de largeur égale à celle d'un barreau (1 mm). La grille est suivie d'un rhomboèdre de spath dont le dédoublement est égal à la largeur d'un barreau. On place la grille au foyer d'un télescope et l'on photographie l'image réduite de la grille et de la nébuleuse au moyen d'un objectif.

Dans le cas d'une polarisation radiale, l'image ordinaire transmise par le spath contient la vibration i

et l'image extraordinaire I, pour tous les points de la nébuleuse répartis suivant les deux images données par l'intervalle transparent contenant l'étoile excitatrice. La comparaison photométrique des points de deux barreaux consécutifs permet, au moyen de l'étalonnage de la plaque, d'évaluer la proportion de lumière polarisée.

Dans le polarigraphe de Lyot, la grille métallique est remplacée par une grille en cellophane demi-onde dont les barreaux équidistants sont découpés à 45° de l'axe optique et séparés par des intervalles de même largeur (2 mm). La cellophane est collée au baume de Canada entre deux plaques de verre. Le polarigraphe de Lyot est plus lumineux que celui d'Öhman, près de deux fois. En effet, désignons par les numéros 1, 3, les intervalles transparents et par les numéros 0, 2, 4, les barreaux opaques ou en cellophane demi-onde et donnons aux intensités de la lumière éclairant chaque barreau un indice correspondant au numéro du barreau. Sur la plaque des deux polarigraphes, l'image située face aux différents barreaux aura les intensités suivantes :

	Polarigraphe	
N° des barreaux.	à grille opaque.	à grille demi-onde.
1	i_1	$i_0 + i_1$
2	I_1	$I_1 + I_2$
3	i_3	$i_2 + i_3$
4	I_3	$I_3 + I_4$

Mais l'emploi de polarigraphe à grille demi-onde présente aussi un inconvénient. Pour calculer le degré de polarisation des points nébulaires, il faudrait comparer par exemple $I_1 + I_2$ à $i_1 + i_2$, ce qui est impossible. En première approximation, j'ai comparé l'intensité de l'image d'un barreau $I_1 + I_2$ à la moyenne des intensités plus faibles des deux barreaux qui l'encadrent $(i_0 + i_1 + i_2 + i_3)/2$.

Les clichés obtenus au polarigraphe de Lyot furent pris sur plaques Eastman 103 *a*G à travers un filtre Ilford micro 9-108. J'ai choisi plaques et filtre de façon que la radiation, pour laquelle la cellophane utilisée est demi-onde, occupe à peu près le milieu de l'intervalle spectral utilisé. J'ai déterminé cette radiation en photographiant, sur plaques Eastman 103 *a*F et 1N, les spectres cannelés de la lumière d'une lampe à incandescence, obtenus avec 13 et 17 lames de cellophane. Les épaisseurs de cellophane étaient placées entre deux nicols croisés. La position des cannelures sombres correspond aux radiations de longueurs d'onde suivantes (en Å) :

Avec 13 lames : 6 155, 5 240, 4 475;
Avec 17 lames : 6 462, 5 789, 5 238, 4 666, 4 280.

L'échantillon de cellophane employé est donc demi-onde vers 5 240 Å.

J'ai aussi déterminé la transparence d'une lame de cellophane collée au baume de Canada entre deux plaques de verre, suivie d'un rhomboèdre dont le dédoublement égale 2 mm. Pour évaluer les pourcentages de lumière transmise par la cellophane, solidaire d'un rhomboèdre, j'ai photographié le spectre continu d'une lampe dont la lumière traverse deux nicols parallèles, puis le système lame-rhomboèdre. L'étalonnage spectrophotométrique était réalisé en prenant quatre spectres sans lame ni rhomboèdre pour différentes orientations des deux nicols (0, 30, 50, 60°). En adoptant comme unité l'intensité du spectre pris avec les nicols parallèles, les intensités des trois autres spectres sont, d'après la loi de Malus, 0,75, 0,41, 0,25. La transparence d'une lame de cellophane solidaire d'un rhomboèdre de spath de dédoublement égal à 2 mm, mesurée en six régions spectrales, varie de 44 à 51 pour 100 pour 4 200 Å $< \lambda <$ 6 300 Å. La transparence des polaroïds [4] varie de 18 à 32 pour 100 pour 4 358 Å $< \lambda <$ 5 460 Å.

Les degrés de polarisation calculés à partir des éclairements mesurés sur l'image nébulaire, donnée par les deux types de polarigraphe, se rapportent à la lumière provenant à la fois de la nébuleuse et du ciel nocturne superposés. Pour tenir compte de la luminance du ciel et de sa polarisation, j'ai photographié, dans les mêmes conditions, sur une même plaque que la nébuleuse, une région du ciel voisine et dépourvue d'étoiles brillantes. Les pourcentages de lumière polarisée, ayant subi cette correction de ciel, sont ainsi sensiblement accrus. Lorsque la luminance des nébuleuses est trop faible par rapport à celle du ciel, cette correction n'a plus de sens. Il en est de même si les régions du ciel se trouvent trop près de nébulosités très étendues.

Photométrie en deux couleurs des nébuleuses diffusantes. — Les observations furent faites en plaçant au foyer d'un télescope une plaque photographique munie d'un étalonnage photométrique. La mesure des clichés, pris sur plaques Eastman 103 *a*O seule et 103 *a*G précédée d'un filtre Ilford micro 9-108, permet de déterminer les régions de fortes luminances, de tracer les isophotes et d'obtenir ainsi la répartition des magnitudes photographiques et photovisuelles des nébuleuses. Ces mesures ne sont pas encore achevées.

Résultat des observations. — L'étude photométrique de NGC 7 023 n'a pas été faite. Le tableau ci-dessous donne successivement les pourcentages p de lumière polarisée provenant de la nébuleuse et du ciel ainsi que ceux p' corrigés de la luminance du ciel et le nombre n de points mesurés dans les deux cas.

Ces résultats sont ceux des régions nébulaires les plus brillantes.

Nébuleuses.		p (pour 100).	n.	p' (pour 100).	n.
NGC	7 023	$3 < p < 20$	15	$5 < p' < 30$	15
IC	4 601 *a*....	$0 < p < 8$	9	–	
IC	4 601 *b*....	$3 < p < 24$	10	–	-
BD-19°	4 357	$2 < p < 14$	13	–	-
IC	1 287	$2 < p < 8$	12	10, 6, 8	3
NGC	6 589	$3 < p < 14$	7	40,	1
IC	1 284	$4 < p < 8$	5	17, 11	2

[1] Henyey L. G. — *Astrophys. J.*, 1936, **84**, 609.
[2] Öhman Y. — *Monthly Notices*, 1939, **99**, 624.
[3] Lyot B. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 1773.
[4] Ingersoll L. R., Winans J. G. et Krause E. H. — *J. Opt. Soc. Amer.*, 1936, **26**, 233.

(*) 2. — Spectres infrarouges d'absorption observés aux grandes dilutions;

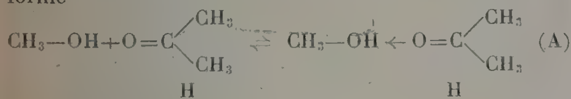
par MM. J. C. Pariaud et P. Archinard.

Un écart à la loi de Beer peut être dû à un phénomène modifiant le nombre de molécules du soluté participant à l'absorption sélective d'une radiation infrarouge. Lorsque ce nombre n tend vers zéro, on peut penser se rapprocher de plus en plus de l'absorption propre à la vraie molécule du soluté en dehors des influences intermoléculaires. Une telle étude a été réalisée pour la bande d'absorption à 9,68 μ de l'alcool méthylique (branche Q d'une fondamentale propre à une vibration du groupement —OH). Le méthanol utilisé à l'état gazeux était dilué dans la vapeur d'acétone. Outre la forte intensité et la grande sensibilité de la raie étudiée, l'acétone présente à cette fréquence une absorption continue très faible. En exprimant la loi de Beer sous la forme D/n = const. (n étant le nombre de molécules d'alcool méthylique), on constate que, particulièrement aux grandes dilutions en alcool, D/n est fonction inverse de n.

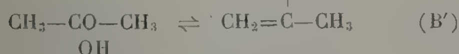
Expérimentalement, il est possible d'introduire dans la cellule à gaz le méthanol sous une pression partielle variable p, alors que la pression partielle de l'acétone peut être maintenue constante. L'acétone à cette pression, à l'exclusion des molécules d'alcool, était constamment utilisée comme fond. On définit ainsi un réseau de courbes, chacune d'elles correspondant à une pression partielle d'acétone invariable P. La pression partielle d'alcool varie de 1 à 90 mm de mercure. P a été choisi successivement égal à 139, 89, 41,6, 14 et 5,5 mm de mercure (*fig.* 1). On peut remarquer qu'au-dessus de $p = 35$ mm, toutes les courbes sont confondues.

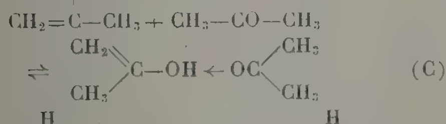
Si la loi de Beer était vérifiée, le réseau se réduirait à une droite unique parallèle à l'axe des abscisses.

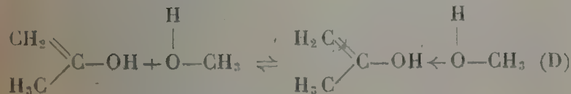
Les anomalies constatées peuvent être dues à une interaction des molécules acétone-méthanol de la forme











A pression et température ordinaires, l'acétone est donnée comme monomoléculaire; aussi (C) semble de peu d'intérêt. D'autre part, la différenciation entre (A) et (D) n'est pas essentielle pour l'instant. Il reste donc la possibilité de dissociation du complexe labile (A) ou des molécules d'alcool (B).

D'autre part, si les actions intermoléculaires étaient négligeables, il faudrait tenir compte de la variation d'absorption telle qu'elle est donnée par la loi de Lorentz

$$T = A\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left\{-nl\sum_{i}\left(\frac{a_i\left(\frac{1}{\tau}\right)}{4\pi^2(\gamma-\gamma_i)^2+\left(\frac{1}{\tau}\right)^2}\right)\right\} \times f(\gamma, \gamma_0)\,d\gamma,$$

où T est la transmission d'une raie déterminée, a_i une constante caractéristique de la raie, n le nombre de molécules de gaz absorbant par unité de volume, l la longueur de la cellule à gaz, γ_i la fréquence d'absorption maximum de la raie, $f(\gamma, \gamma_0)$ la fonction de transmission d'énergie qui donne l'énergie en fonction de la fréquence dans le domaine de la bande passante spectrale transmise par l'appareil réglé sur la fréquence γ_0, A une constante caractéristique de la fonction de transmission dans la région spectrale considérée et τ le temps moyen entre les chocs.

En opérant toujours avec la même cellule et la même largeur de fente, on peut considérer qu'en dehors de n, le seul terme susceptible dans la formule de Lorentz d'apporter des variations à l'absorption est τ. Comme τ varie avec la pression totale, il devient obligatoire de comparer seulement les résultats obtenus toujours aux mêmes pressions. En effet si, pour un seul gaz, on utilise deux cellules de longueurs l_1 et l_2, on peut choisir p_2 tel que $p_1l_1 = p_2l_2$, mais on n'obtient pas la même densité optique $D_1 \neq D_2$, ce qui montre que $\tau_1 \neq \tau_2$. τ n'est pas ici la fréquence des chocs que l'on peut obtenir au moyen de la cinétique des gaz, mais le temps moyen entre deux « chocs optiques ». Rappelons que le libre parcours moyen diffère du diamètre optique de collision des molécules [1] à [3].

A partir de la figure 1, nous avons donc cherché à obtenir le faisceau des courbes que l'on obtiendrait à pression totale constante, mais les interpolations risquent d'entraîner de grosses erreurs. Par contre, si l'on déduit de la figure 1 le faisceau de courbes obtenues à pression partielle d'alcool méthylique constante, c'est-à-dire en coupant les courbes de la figure 1 par des droites parallèles à l'axe des ordonnées, on obtient la figure 2. Le réseau est alors un faisceau de droites pour lequel les interpolations deviennent simples et exactes; on peut alors déduire de la figure 2 la figure 3 où chaque courbe est tracée à pression totale constante, pour une pression d'alcool méthylique p variable. On peut, à de faibles pressions, assimiler les vapeurs de méthanol et d'acétone à des gaz parfaits; par conséquent, à chaque courbe de la figure 3 correspond une fréquence de choc constante. De plus, comme toutes les courbes se confondent à partir de $p = 35$ mm, il semble logique d'admettre que les temps moyens entre deux chocs correspondant à chacune des courbes (1), (2), (3), (4) de la figure 3 sont voisins, $\tau_1 \simeq \tau_2 \simeq \tau_3 \simeq \tau_4$, c'est-à-dire que l'effet de pression est très faible. (Cette comparaison n'est possible que parce que la température est maintenue constante.) Cette hypothèse est

d'ailleurs confirmée comme nous le verrons sur la figure 4 par le fait que la courbe obtenue pour le méthanol seul coïncide avec la courbe unique représentant la variation de p au delà de 35 mm pour différentes pressions partielles d'acétone P (*fig.* 1).

Si l'on élimine l'effet de pression, le terme T de l'équation de Lorentz n'est plus fonction que du nombre n de molécules absorbantes. Ce terme peut varier, soit par application des équations chimiques (A) et (B), soit pour des causes secondaires comme l'adsorption sur les parois de verre et de chlorure de sodium de la cellule à gaz.

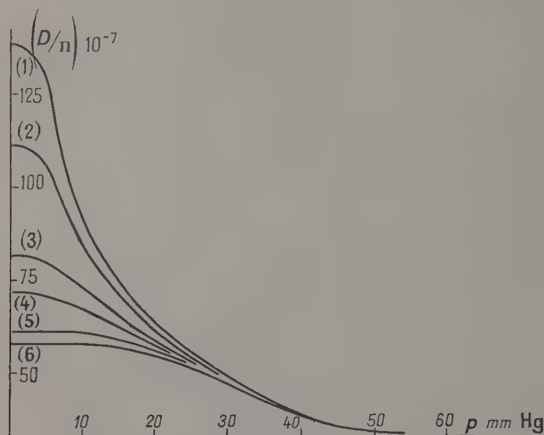


Fig. 1. — n, nombre de moles de méthanol; p, pression partielle de méthanol; P, pression partielle d'acétone (en mm de Hg).

Courbes	(1).	(2).	(3).	(4).	(5).
P	139	89	41,6	14	5,5

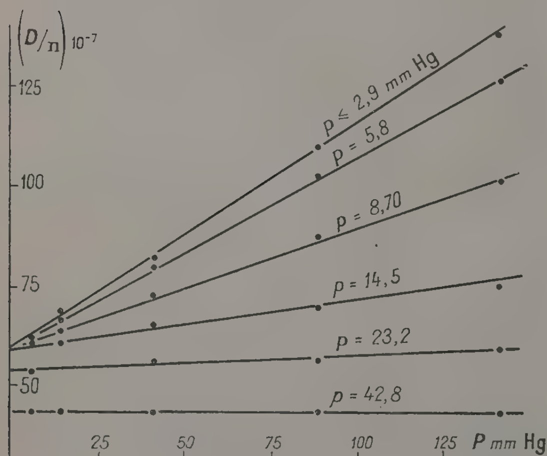


Fig. 2.

Soit D la densité optique correspondant à n molécules introduites; si un phénomène d'adsorption apparaissait, la valeur trouvée D_1 serait inférieure à D puisque seulement n_1 molécules participeraient à l'absorption infrarouge ($n - n_1$ = nombre de molécules adsorbées) et l'on aurait, puisque l'on divise toujours par n,

$$\frac{D}{n} > \frac{D_1}{n}.$$

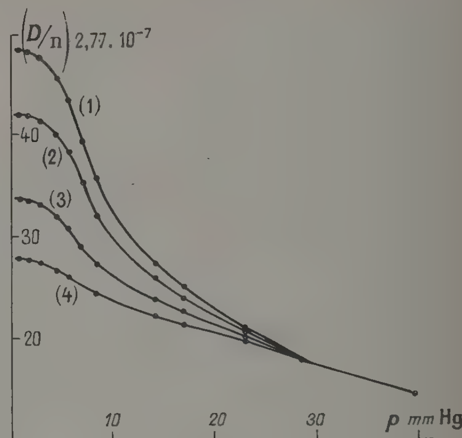


Fig. 3.

Courbes	(1).	(2).	(3).	(4).
$P + p$ (mm Hg)	130	100	60	30

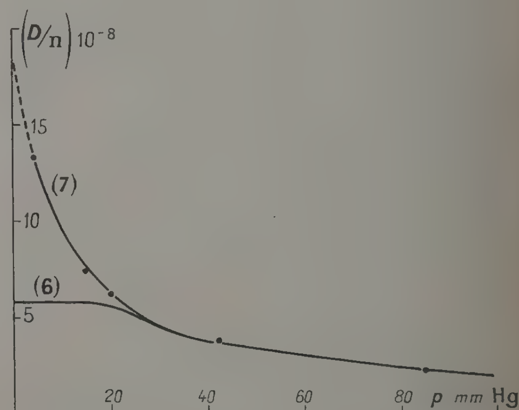


Fig. 4. — (7) Courbe observée ; (6) courbe extrapolée (fig. 1).

Le point expérimental serait donc au-dessous du point théorique. Or, si l'on admet que le véritable rapport D/n est obtenu aux plus basses pressions (application de la loi de Beer aux grandes dilutions), un calcul rapide montre que les 9/10ᵉ du gaz seraient adsorbées à une pression voisine de 50 mm; cela paraît peu probable. Enfin, le fait que la variation observée ici n'existe pas pour d'autres bandes du méthanol confirme la faible influence de l'adsorption sur les variations observées.

Il semble donc que les écarts à la loi de Beer soient dus à la présence et à l'action des molécules d'acétone parmi les molécules d'alcool. Cette hypothèse est confirmée par la comparaison possible entre les courbes $D/n = f(p)$ obtenues pour l'alcool méthylique seul 1° avec l'alcool étudié seul; 2° par extra-

polation des droites de la figure 2 pour une quantité d'acétone nulle. On obtient ainsi la courbe (6) de la figure 1. Celle-ci est reproduite sur la figure 4 avec la courbe $D/n = f(p)$ correspondant au méthanol étudié seul. Ces deux courbes sont confondues à partir d'une pression partielle de 35 mm. La différence d'ordonnées pour les points de même abscisse en deçà de cette valeur serait due à l'influence de l'acétone.

A la limite, quand $p \to 0$, D/n est égal à environ $3D_1/n$, ce qui indiquerait que seulement 1/3 des molécules de méthanol participe à l'absorption dans ce cas limite.

[1] Dennison D. M. — *Phys. Rev.*, 1928, **31**, 503.
[2] Cross et Daniels. — *J. Chem. Phys.*, 1934, **2**, 6.
[3] Coggeshall D. et Saier E. L. — *J. Chem. Phys.*, 1947, **15**, 65.

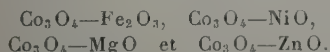
3. — Application des techniques de diffraction des rayons X à la détermination des domaines de stabilité de quelques oxydes mixtes métalliques et étude de leurs propriétés physiques ;

par M. J. Robin.

L'idée directrice du travail présenté a été d'étudier les possibilités de substitution de certaines catégories d'ions dans le réseau d'un oxyde métallique et l'incidence de ces substitutions sur la stabilité de la phase obtenue. L'oxyde métallique de base choisi pour effectuer cette étude a été l'oxyde mixte de cobalt Co_3O_4 et les substitutions tentées, celles de fer, nickel, magnésium ou zinc au cobalt de cet oxyde.

Cette recherche a été effectuée d'un point de vue davantage chimique que physique dans un double but : un but théorique d'une part, car la connaissance des changements de propriétés que le remplacement d'un ion par un autre apporte dans un composé, en l'occurrence Co_3O_4, peut renseigner sur la constitution de ce composé et la nature même des forces qui en assurent la stabilité. Ce travail avait d'autre part un but technique, car les propriétés nouvelles qui apparaissent du fait de ces substitutions se prêtent à des applications d'un grand intérêt : on obtient en effet des corps qui, surtout dans la famille des spinelles à laquelle appartient Co_3O_4, peuvent être doués de propriétés semi-conductrices, ferrimagnétiques, voire catalytiques et leur obtention sûre et régulière ne peut être réalisée que si l'on possède au préalable des connaissances suffisantes sur la constitution des systèmes de phases en fonction de la composition, de la température et éventuellement de la pression.

L'ensemble des résultats a déjà fait l'objet de publications [1] dont une partie peut être, en quelque sorte, résumée sous forme de quatre diagrammes d'équilibre composition-température, correspondant aux quatre systèmes binaires :


$Co_3O_4—Fe_2O_3$, $Co_3O_4—NiO$, $Co_3O_4—MgO$ et $Co_3O_4—ZnO$.

L'exposé de ce jour porte essentiellement, d'une part, sur l'application à la détermination de ces diagrammes d'équilibre des méthodes de diffraction des rayons X, sur des échantillons pulvérulents de composition (globale) connue, préparés par décomposition de divers sels à l'air à des températures déterminées :

1° Identification des phases par la méthode de Debye-Scherrer ordinaire ou la méthode de Seeman-Bohlin-Faivre, avec monochromateur ;

2° Mesure des paramètres cristallins des phases par la méthode de Debye-Scherrer en retour au banc de Bénard, ou en chambre de Seeman-Bohlin, avec étalon dans les deux cas.

On souligne, d'autre part, la grande similitude d'allure des courbes de variation en fonction de la composition, du paramètre cristallin et de la température de Curie des oxydes mixtes de cobalt-fer à structure de spinelle, dans lesquelles une anomalie est interprétée comme la transition d'un spinelle inverse ($CoFe_2O_4$) en un spinelle normal (Co_3O_4).

Les oxydes $(Co, Ni)Co_2O_4$ sont aussi ferrimagnétiques, mais leur température de Curie n'a pu être déterminée du fait de leur état microcristallin.

[1] Robin J. et Bénard J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 734 et 956.
Robin J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 1301 ; *Ibid.*, 1953, **236**, 204 ; *Thèse*, Paris, 1953.

SÉANCE DU 18 JUIN 1954.

(*) 1. — Analyse spectrographique quantitative de monnaies anciennes ;

par M. R. Ricard et M[lle] J. Condamin,
Facultés Catholiques de Lyon.

Les méthodes d'analyse spectrographique quantitative sont largement utilisées. Elles présentent de nombreux avantages ; en particulier, dans le cas des métaux, la méthode d'analyse par étincelles ne produit aucune altération sensible de l'échantillon. C'est pourquoi on a choisi cette méthode pour l'analyse de monnaies anciennes rares que l'on ne peut soumettre à l'analyse chimique. Nous nous sommes limités aux pièces d'argent mais il est évident que la méthode est applicable à tout objet métallique.

On enregistre le spectre d'étincelles condensées éclatant entre la pièce à analyser et une électrode auxiliaire en graphite pur. On a utilisé deux montages optiques différents avec le même spectrographe à optique de quartz. Dans le premier montage, on met au point sur la fente du spectrographe la focale donnée par un miroir sphérique aluminié, la source étant placée de façon que l'angle d'incidence du rayon moyen soit 45° [1]. On a ainsi un éclairement uniforme sur toute la hauteur utile de la fente devant laquelle on place un secteur tournant à quatre échelons de raison 2.

Dans le second montage, on utilise un filtre à échelons (trois échelons de transmission 100, 50 et 10 pour 100) monté sur une lentille de quartz placée contre la fente ; la source est placée sur l'axe optique du collimateur de façon que son image se forme dans le plan de la lentille collimatrice.

Des mesures de densité optique effectuées sur les spectres enregistrés avec l'un ou l'autre des deux dispositifs, on déduit $\Delta\varepsilon$ qui est, à un facteur constant près, le logarithme du rapport des intensités respectives d'une raie de l'argent et d'une raie du cuivre. On a choisi deux raies appartenant au premier spectre d'étincelles :

$$\mathrm{Cu\,II}\ 2\,544{,}80\ \text{Å} \quad \text{et} \quad \mathrm{Ag\,II}\ 2756{,}51\ \text{Å}.$$

Finalement, à l'aide de pièces de teneurs connues, on a pu déterminer 10 valeurs de $\Delta\varepsilon$ qui suffisent pour définir la courbe $\Delta\varepsilon = F(X)$, où X est le nombre d'atomes d'argent pour 100 atomes du mélange.

Titre (en millièmes).	X.	$\Delta\varepsilon_1$.	$\Delta\varepsilon_2$.
0,325	22,1	—0,70	—0,99
0,420	29,3	—0,44	-
0,443	34,9	—0,33	-
0,530	39,9	—0,17	-
0,617	48,6	—0,13	-
0,630	50,0	—0,11	—0,45
0,642	51,3	—0,12	-
0,709	58,9	+0,21	-
0,737	62,2	+0,27	-
0,805	70,8	+0,57	+0,19

$\Delta\varepsilon_1$ est mesuré sur les spectres correspondant au premier montage et $\Delta\varepsilon_2$ sur les spectres correspondant au second. On remarquera la variation rapide de $\Delta\varepsilon$ en fonction de X, ce qui assure une bonne précision,

Pour chaque pièce étudiée, on enregistre trois spectres. On peut ainsi juger de son homogénéité, les étincelles éclatant chaque fois dans une région différente. On détermine une teneur moyenne et l'on reconnaît éventuellement la présence de métaux étrangers qui sont des impuretés ou des additions frauduleuses; la présence de plomb ou d'étain est très fréquente. Toutes les données ainsi recueillies sur une pièce complètent très utilement les renseignements historiques et permettent souvent de fixer son origine d'une façon indiscutable.

[1] Communication au 16e Congrès du Groupement pour l'Avancement des méthodes spectrographiques, Paris, juin 1953.

2. — Utilisation en Astronomie stellaire de la cellule au sulfure de plomb;

par Mme M. Lunel,
Observatoire de Lyon.

La cellule au sulfure de plomb (du type photorésistant) est couramment utilisée en spectroscopie. Mais l'Astronomie complique souvent les problèmes posés par la Physique et l'utilisation de la cellule pour l'étude des étoiles se révèle assez délicate, ceci pour deux raisons essentielles :

petitesse des flux à mesurer, d'une part;

utilisation du matériel dans des conditions qui ne sont pas celles du laboratoire, d'autre part.

Le problème est donc le suivant :

1° amplifier suffisamment pour avoir des grandeurs mesurables;

2° résoudre les problèmes d'adaptation et d'amplification pour obtenir l'optimum du rapport signal/bruit de la cellule.

En effet, il n'est pas question d'accrocher un véritable laboratoire à un télescope. Or, un élément doit rester à proximité du foyer du télescope, la cellule. Mais le transport du signal, sous forte impédance, jusqu'à l'amplificateur est une source d'ennuis importante car un câble d'une vingtaine de mètres est nécessaire. Sa capacité diminue le signal en fonction de l'impédance de la cellule. En outre, il se comporte comme un microphone à condensateur et fait apparaître, dans le signal, des perturbations traduisant les vibrations, flexions, torsions, etc. Ces perturbations arrivent à être beaucoup plus grandes que le signal produit par le phénomène à mesurer.

L'utilisation d'un préamplificateur-adaptateur d'impédance, relié à la cellule par un câble très court, semble être la solution à ce problème. Seuls, deux fils de quelques centimètres assurent la liaison cellule-préamplificateur, lequel, soigneusement blindé, est fixé élastiquement au télescope pour ne pas être influencé par les vibrations de l'instrument. A la sortie du préamplificateur, on peut alors se permettre d'envoyer le signal à l'amplificateur lui-même par un câble de plus de 20 m.

Cellule. — Réalisée à l'Observatoire de Paris, elle présente les caractéristiques suivantes :

Résistance intérieure : voisine de 1 MΩ;

Domaine spectral : 0,6 à 2,7 μ;

Réponse au rayonnement total du corps noir à 300° pour une bande passante de 50 à 5 000 Hz : 360 μV/μW incident;

Surface efficace de la couche : 10 mm².

Des inégalités de sensibilité de la couche ayant été remarquées expérimentalement, un montage simple a permis de faire une étude de la couche point par point et, au lieu de monter directement la cellule au foyer du télescope, on a fait un montage de Fabry permettant d'utiliser la région du maximum de sensibilité et de travailler toujours dans la même région.

Préamplificateur-adaptateur d'impédance. — Il est équipé d'un tube EF 40 comme amplificateur (gain en tension : 100) suspendu élastiquement sur son châssis et d'un tube 6 AC 7 qui permet d'avoir une impédance de sortie relativement faible (de l'ordre de 100 Ω) avec un gain voisin de l'unité. De ce fait, on conserve le gain en tension du premier tube.

Amplificateur. — Celui-ci comprend deux étages : le premier équipé d'une pentode 6 J 7 amplificatrice de tension, le second d'une triode 6 J 5 amplificatrice de puissance. Les deux étages donnent un gain d'environ 3 000 en tension.

Modulateur. — C'est un volet métallique de sept dents mû par un moteur à courant continu. Le passage des dents du volet dans l'entrefer d'un électro-aimant engendre une tension sinusoïdale de fréquence égale à la fréquence de coupure du flux lumineux à mesurer,

de phase parfaitement définie par rapport à ce dernier. La tension induite dans l'électro-aimant est appliquée à la grille d'un tube amplificateur de puissance (6 J 5); cette tension amplifiée sert de tension de référence.

Pont de phase. — Le signal cellule amplifié est introduit dans le pont de phase par un transformateur adaptateur d'impédance qui adapte l'impédance du récepteur à celle du dernier tube de l'amplificateur. La détection par pont de phase permet, par un réglage convenable de la phase de la tension de référence, d'éliminer l'effet de volet dont la valeur moyenne reste nulle.

Alimentation. — Elle se fait à partir du secteur et comprend deux circuits.

Un transformateur donne la haute tension qui, redressée et stabilisée par stabilovolt, sert à fournir les tensions anodiques des différents tubes. La cellule est alimentée à partir de cette tension par un dispositif potentiométrique.

Un deuxième transformateur fournit deux tensions qui, redressées et filtrées, servent, d'une part, à alimenter le moteur du modulateur (12 V) et, d'autre part, à chauffer les filaments des différents tubes.

Premiers résultats obtenus avec ce dispositif. — On a jusqu'à présent cherché à déterminer les limites d'utilisation de la cellule ainsi équipée. On a donc étudié des étoiles de classes spectrales quelconques. Un étalonnage photométrique a permis de tracer une courbe donnant la correspondance entre les déviations lues sur l'appareil de mesure et les éclairements exprimés en magnitudes. Pour fixer l'origine des abscisses, on a convenu que les étoiles de classe spectrale A0 auraient même magnitude visuelle qu'infrarouge, c'est-à-dire un indice de couleur nul. La courbe d'étalonnage permet donc de lire directement la magnitude infrarouge de l'étoile considérée en fonction de la déviation obtenue. On obtient ainsi une gamme d'indices assez étendue allant de — 0,2 pour des étoiles B0 jusqu'à 4,5 pour des étoiles très rouges de classe N telles que μ Céphée ou 19 Poissons. On a utilisé quelques filtres, notamment des filtres coupant vers 7 400 et 9 000 Å et laissant passer les radiations pratiquement jusqu'à la limite de sensibilité de la cellule. Mais la région considérée est beaucoup trop vaste et, de plus, on est gêné par les bandes larges de la vapeur d'eau. Un filtre qui transmettrait entre 2 et 2,5 Å, c'est-à-dire à la fois entre les bandes de la vapeur d'eau et dans la région de maximum de sensibilité de la cellule serait intéressant. Reste à savoir si ce filtre laisserait passer suffisamment d'énergie pour permettre un travail utile. En effet, sans filtre, on a atteint la limite de sensibilité pour les étoiles rouges de magnitude 6,5. Pour les étoiles B et A, on n'a pas dépassé la magnitude 3. Pour une étoile de type solaire, on arrive à la limite, c'est-à-dire à un signal égal au bruit avec un télescope de 120 cm pour la magnitude 4, ce qui correspond à une énergie de 2.10^{-10} W.

On espère faire mieux en enregistrant, d'une part, et peut-être en utilisant une amplification supérieure à 3.10^5, d'autre part.

3. — Nouvelles cathodes thermoioniques à éléments métalliques incorporés;

par MM. G. Mesnard et R. Uzan,
Institut de Physique générale. Université de Lyon.

Classification des matériaux émissifs. — Dans les cathodes thermoioniques, on cherche à obtenir les qualités suivantes : forte émission d'électrons à une température aussi basse que possible (bon rendement), possibilité d'extraire de grandes densités de courant, résistance aux gaz, aux arcs, aux bombardements électronique et ionique. Les cathodes usuelles peuvent se classer en trois catégories : 1° la cathode est un métal, 2° la cathode est un métal contaminé (couvert d'un film superficiel), 3° le matériau émissif est un semi-conducteur.

La cathode la plus répandue fait partie de la troisième catégorie : c'est la cathode à oxydes alcalinoterreux. Le rendement est très élevé, mais la cathode est fragile et la densité de courant admissible n'est pas considérable. Les cathodes métalliques sont robustes, mais on ne peut obtenir une densité d'émission appréciable qu'avec un très mauvais rendement. Le tungstène thorié, qui constitue la cathode la plus usuelle de la deuxième catégorie, donne un meilleur rendement mais on ne peut davantage obtenir de grandes densités d'émission et la résistance aux gaz et aux bombardements est faible.

On a développé récemment avec des matériaux nouveaux des cathodes robustes permettant d'obtenir des densités de courant plus importantes (10 A/cm² par exemple), avec un assez bon rendement; telles sont notamment les cathodes à revêtement de thorine (3e catégorie) et les cathodes au borure de lanthane (que l'on doit considérer comme appartenant à la 1re catégorie). Toutefois, les perfectionnements les plus importants ont consisté à utiliser les oxydes alcalinoterreux dans des cathodes d'une structure nouvelle.

Récents perfectionnements. — C'est ainsi que la cathode L comprend un support métallique, une couche de carbonates alcalinoterreux et une couche externe de tungstène poreux (poudre agglomérée). Les traitements thermiques, qui transforment les carbonates en oxydes, provoquent aussi une légère réduction de ceux-ci avec apparition de métal alcalinoterreux. Celui-ci diffuse à travers le tungstène poreux et donne un film sur le tungstène. On peut extraire de cette cathode, qui est du type 2, de grandes densités de courant car le métal superficiel qui disparaît est constamment renouvelé par une nouvelle diffusion. Cette cathode est à rapprocher de celles où le tungstène serait incorporé (mélangé) aux oxydes.

Les cathodes à éléments métalliques incorporés ont été notamment développées pour les magnétrons, en modifiant légèrement la structure des cathodes à oxydes habituelles. On a d'abord introduit au sein du revêtement d'oxydes un treillis de nickel, puis on a mélangé aux oxydes de la poudre de nickel; enfin, dans la réalisation connue sous le nom de « matrix cathode », on dépose d'abord sur le cylindre de nickel support un revêtement de nickel en gros grains et poreux et l'on fait ensuite pénétrer le carbonate alca-

linoterreux dans les pores. On obtient ainsi de fortes densités de courant; la cathode est robuste et sa vie est prolongée.

On a aussi développé des cathodes à éléments métalliques incorporés pour les tubes à décharge à cathode chaude où une bonne émission thermoionique doit être associée à une bonne résistance au bombardement ionique. Dans les lampes telles que les lampes à vapeur de mercure à basse pression, on utilise encore couramment comme cathode une hélice de tungstène couverte d'oxydes alcalinoterreux, mais des additions à l'oxyde sont avantageuses. Dans les lampes à vapeur de mercure à haute pression, par contre, il est important que le carbonate alcalinoterreux soit additionné d'oxydes tels que la silice ou la thorine et, d'autre part, la présence de métaux incorporés donne une robustesse accrue (leur action réductrice peut aussi être utile); le matériau émissif se présente alors sous la forme d'une pastille ou d'un bâtonnet introduit dans une hélice de tungstène; cette pastille est obtenue par moulage de la pâte formée par les constituants en poudre additionnés d'un liant.

Enfin, on a obtenu des cathodes thermoioniques très robustes et permettant de fortes densités de courant en utilisant les méthodes de la métallurgie des poudres. On part d'un mélange de poudres comprenant notamment un composé alcalinoterreux et un métal assurant une bonne rigidité à la cathode (ce métal apporte aussi les qualités indiquées ci-dessus); on opère alors par compression, puis frittage; le métal est en général du nickel ou du tungstène.

Nos réalisations. — Nous avons réalisé des cathodes de ce dernier type. Leur particularité, comparativement aux cathodes préparées ailleurs par les méthodes de la métallurgie des poudres, est que leur structure est uniforme par suite d'un mélange intime des poudres, qui sont très fines, et qu'elles sont chauffées directement par effet Joule. Elles se présentent sous la forme d'un ruban, sans support.

La technique de préparation est la suivante. Les poudres sont additionnées d'une solution de paraffine dans le benzène qui sert de liant. Après volatilisation du benzène, le mélange, broyé et tamisé, est comprimé dans une matrice spéciale sous une pression de 8 t/cm². La longueur du comprimé est de 40 mm, sa largeur de 2 mm, son épaisseur varie de 0,1 à 0,3 mm. Aux extrémités la poudre ne comprend que du métal afin de permettre ensuite la soudure de la cathode. Le frittage a été réalisé en général à 1100° C, sous vide ou dans l'hydrogène. Après le frittage, les comprimés sont encore fragiles et subissent rapidement une déformation à l'air si la proportion de métal n'est pas considérable. On doit les monter rapidement dans les tubes expérimentaux que l'on doit pomper aussitôt. Toutefois, on peut aussi les conserver en les enduisant de paraffine.

Nous avons étudié des cathodes de constitutions diverses. Ces cathodes peuvent faire partie essentiellement des catégories 2 ou 3 suivant la nature et surtout la proportion du métal. Elles présentent les qualités déjà signalées. Nous avons étudié notamment l'évolution de l'émission en régime statique et en régime d'impulsions à la suite des traitements de la cathode. On a ainsi déterminé les conditions d'activation.

Les cathodes, dans lesquelles le métal est du nickel, présentent une activation thermique et une activation par le passage du courant. Cette dernière notamment permet d'obtenir des émissions dépassant 1 A/cm² à une température de fonctionnement de 1250° K. L'émission en régime d'impulsions d'une durée de 1 μs est environ 10 fois plus grande. Il s'agit là des résultats obtenus dans le cas d'un frittage sous vide. Les résultats sont différents pour un frittage dans l'hydrogène.

Les cathodes dans lesquelles le métal est du tungstène présentent une activation thermique mais le passage du courant ne conduit pas aux fortes émissions obtenues dans le cas des cathodes au nickel frittées sous vide. Le mécanisme du fonctionnement est d'ailleurs plus complexe par suite de la formation de tungstate alcalinoterreux.

SECTION SUD-EST.

(*Lyon et Clermont-Ferrand.*)

SÉANCE DU 28 MAI 1954.

(*) 1. — Bandes du système négatif de l'azote dégradées vers le rouge;

par MM. J. Janin et I. Eyraud,

Lyon.

Nous avons étudié le spectre du rayonnement émis par des mélanges néon-azote excités par une impulsion d'onde centimétrique (longueur d'onde 3,2 cm, durée d'impulsion 2 μs, fréquence de répétition 400 Hz, puissance 40 kW en pointe). Le gaz est enfermé dans un ballon disposé à l'extrémité d'un guide d'onde. On l'a purifié au préalable de la manière suivante : le mélange est effectué en présence de potasse, d'anhydride phosphorique et de charbon actif, puis le ballon ainsi que les tubes de purification sont isolés de la canalisation et l'on plonge dans l'air liquide la colonne de charbon actif; celui-ci absorbe les impuretés, l'azote et en partie le néon; seuls, ces deux derniers gaz sont désorbés lorsqu'on enlève l'air liquide.

Le rayonnement est analysé à l'aide d'un double dispositif :

1° Un spectrographe devant lequel est disposé un disque stroboscopique fixé sur l'arbre d'un convertisseur. Celui-ci fournit un courant de 400 Hz et, grâce à un circuit dont le rôle est de transformer le signal sinusoïdal en tops brefs, on peut ainsi déclencher le générateur d'impulsions d'ondes centimétriques [1] à cette fréquence.

2° Un monochromateur associé à un photomultiplicateur 1 P 21, dont le courant est étudié à l'oscillographe. Le balayage est lui-même déclenché par des signaux carrés de fréquence 400 Hz. Une ligne à

retard permet de différer les impulsions du générateur par rapport au balayage, de façon à observer le début du phénomène.

La décharge présente la teinte rouge caractéristique du néon; le spectre comprend les raies NeI et le deuxième système positif de l'azote très intenses, les bandes négatives correspondant aux niveaux inférieurs de vibration de N_2^+ assez intenses et le premier système positif faible.

La lumière de postluminescence a une couleur bleu ciel lorsque la teneur en azote est de l'ordre de 1 à 5 pour 100 et la pression totale comprise entre 1 et 4 mm de mercure. Le premier et le deuxième systèmes positifs sont pratiquement absents, les bandes négatives sont intenses et le spectre du néon est beaucoup plus faible que dans la décharge. En outre, il apparaît dans les régions 4 700-5 600 Å et 3 000-4 000 Å des bandes dégradées vers le rouge, dont certaines présentent l'alternance des intensités caractéristique des transitions faisant intervenir un état Σ de l'azote. Lorsque l'on élève la concentration en azote, la durée de la postluminescence diminue beaucoup et, aux

v' \ v''	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23
10	[2987,5 33463] → 1970	[3174,4 31493] → 1929	[3381,5 29564] → 1891	[3612,6 27673] → 1875	3875,1 25798 6													
11		— 1468 — [3033,0 32961] → 1940	— 1457 — [3222,7 311021]		— 1456 — 3668,1 27254 6													
12		— 1364 — 2912,5 34325 3			— 1363 — 3493,4 28617 1 * → 1837	3733,1 26780 6 *												
13			2970,0 33660 0 → 1908	3148,5 31752 0 → 1872	— 1263 — 3345,7 29880 8		3808,9 26247 2 *			4743,1 2.1077,4 5 *								
14					— 1189 — 3217,7 31069 3 * → 1834	3419,6 29235 1 * → 1794	— 1194 — 3643,2 27441 4 *				4850,7 20609,8 8 *							
15							— 1117 — 3500,6 28558 0 → 1758	3730,3 26800 5 *				4969,3 20118,0 3						
16						3181,9 31419 3 → 1794	— 1067 — 3374,6 29625 2 → 1767	— 1058 — 3588,6 27858 2 * → 1720	3824,7 26138 4			— 1061,6 — 4720,2 21179,6 1 → 1576,4	5099,8 19603,2 3					
17							— 1013 — 3263,0 30638 8		— 1013 — 3682,1 27151 7					5240,2 19077,9 5				
18						2992,3 33409 2		3349,6 29846 8 → 1734	— 961 — 3434,0 28112 0 → 1684	3782,8 26428 8				— 963,8 — 4988,2 20041,7 5 → 1497,8	5391,1 18543,9 3			
19								— 913 — 3250,1 30759 8 → 1729	— 918 — 3443,7 29030 4 → 1683	— 919 — 3655,7 27347 7 → 1659	3891,8 25688 6			— 919,9 — 4769,3 20961,6 2 → 1498,1	— 919,6 — 5136,4 19463,5 8 → 1456,6	5551,9 18006,9 1		
20								— 879 — 3159,8 31638 4 → 1722	— 886 — 3341,7 29916 8		— 889 — 3761,6 26577 10 → 1626	4006,7 24951 ? 4			— 882,9 — 4913,5 20346,4 4 → 1458,4	— 881,1 — 5292,9 18888,0 7 → 1416,1	5721,9 17471,9 1	
21										3439,2 29068 2 → 1649	— 842 — 3646,1 27419 5					— 845,2 — 5066,2 19733,2 3 → 1417,2	— 844,1 — 5458,2 18316,0 2	
22										— 812 — 3345,7 29880 8		3756,1 26616 5 * → 1591	3994,9 25025 ? 3				— 807,6 — 5227,7 19123,6 3 → 1373,2	5632,1 17750,4 0
23											3447,3 29000 1							

Tableau I. — Longueurs d'onde et nombres d'ondes des bandes négatives de N_2^+ dégradées vers le rouge. (Les intensités sont estimées visuellement.)

faibles teneurs, la couleur bleue apparaît seulement dans la postluminescence lointaine, la postluminescence proche étant essentiellement celle du néon.

Nous avons pu classer les nouvelles bandes (tableau I) et montrer ainsi qu'il s'agissait des termes élevés du système négatif de N_2^+. On sait que Herzberg [2], ainsi que Coster et Brons [3], ont déjà observé quelques bandes « de queue » dégradées vers le rouge; elles figurent entre crochets sur le tableau et sont aussi visibles sur nos clichés. Les bandes marquées d'un astérique ont été aussi obtenues soit par Parker [4] ou Smyth et Arnot [5], soit, pour le plus grand nombre, par Douglas [6]. Nos mesures de longueur d'onde n'ont pas pu être faites dans l'ultraviolet avec une précision supérieure à 0,5 Å, par suite de la faible dispersion et de la mauvaise définition des arêtes. L'identification semble néanmoins certaine.

Quoique les bandes soient bien disposées suivant les branches de la parabole de Franck-Condon, la répartition des intensités paraît montrer que le mécanisme d'excitation est différent pour les nouvelles bandes et pour celles qui proviennent des niveaux de vibration inférieurs de l'état $B^2\Sigma_u^+$. L'étude des courbes donnant la variation de l'intensité lumineuse en fonction du temps confirme ce point de vue. Les figures 1 et 2 représentent à titre d'exemples les courbes obtenues pour les radiations

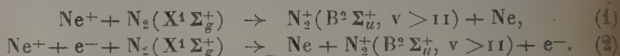
$$\lambda = 5\,037\ \text{Å}\ (\text{NeI}), \qquad \lambda = 3\,943\ \text{Å}\ (N_2;\ 2P),$$
$$\lambda = 4\,199\ \text{Å}\ (N_2^+;\ 2,\ 3) \qquad \text{et} \qquad \lambda = 5\,240\ \text{Å}\ (N_2^+;\ 17,\ 19).$$

Le tableau II donne la constante de temps τ de la décroissance de l'intensité (temps au bout duquel celle-ci est divisée par e) et le rapport ρ de l'intensité au bout de 10 μs à sa valeur maximum.

TABLEAU II.

λ.	τ (μs).	ρ.
5 037	1	0,04
3 943	1	0
4 199	1,2	0,05
5 240	13,5	0,42

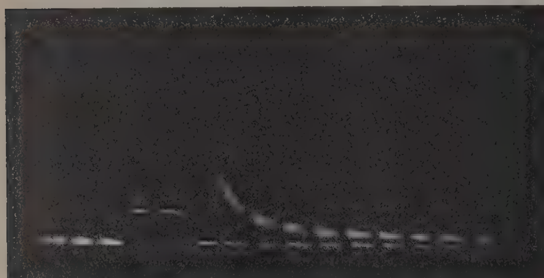
Il semble probable que le deuxième système positif est excité par choc électronique et qu'il en est en grande partie de même pendant l'impulsion pour les bas niveaux de N_2^+; dans la postluminescence, l'émission des bandes négatives correspondantes serait, pour la plus grande part, due à une recombinaison radiative à partir de N_2^{++}. Les niveaux élevés de l'ion N_2^+ ($B^2\Sigma_u^+$), au contraire, sont vraisemblablement excités par chocs de deuxième espèce avec les ions Ne^+, suivant l'un des mécanismes mentionnés ci-dessous :



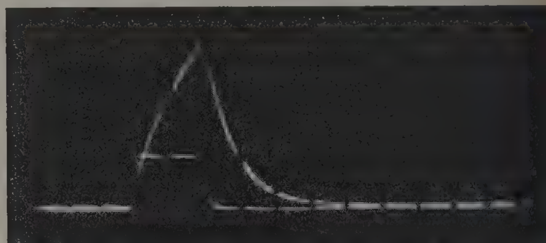
$$Ne^+ + N_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v > 11) + Ne, \quad (1)$$

$$Ne^+ + e^- + N_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow Ne + N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v > 11) + e^-. \quad (2)$$

Le potentiel d'ionisation du néon étant 21,56 V

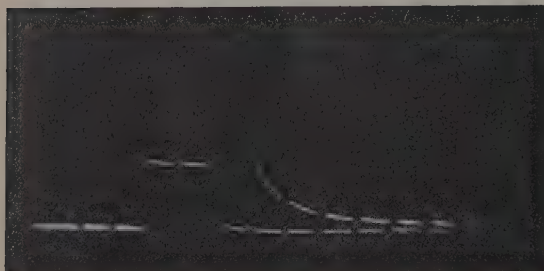


λ = 5 037 Å.

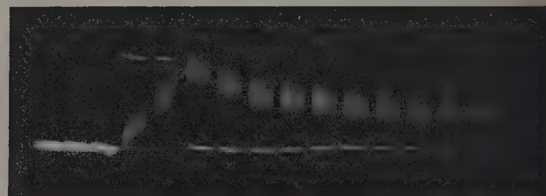


λ = 3 943 Å.

Fig. 1.



λ = 4 199 Å.



λ = 5 240 Å.

Fig. 2.

et l'énergie de l'ion N_2^+ ($B^2\Sigma_u^+$, $11 < v < 23$) étant comprise entre 21,45 et 22,96 eV; il faudrait que l'énergie complémentaire provienne de l'énergie cinétique de l'ion (mécanisme 1) ou de l'électron (2e processus) ou encore, tout au moins en partie, de l'énergie vibratoire de la molécule N_2. L'extinction de la postluminescence propre du néon s'explique aussi, car l'émission des raies NeI après la cessation du champ est certainement due à la recombinaison.

Il est très vraisemblable que les chocs entre atomes de néon et molécules d'azote métastables interviennent aussi dans la formation des ions N_2^+. On aurait



$$Ne(^3P_2) + N_2(A\,^3\Sigma_u^+) \rightarrow Ne(^1S_0) + N_2^+(B^2\Sigma_u^+) + e^-.$$

L'énergie mise en jeu, soit 22,8 eV, permettrait alors de porter l'ion aux niveaux observés. Bien que ce dernier mécanisme se produise avec une meilleure résonance, il semble assez peu probable qu'il soit prépondérant dans la première phase de la postluminescence.

[1] EYRAUD. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 33 S.
[2] HERZBERG. — *Ann. Physik*, 1928, **86**, 189.
[3] COSTER et BRONS. — *Z. Physik*, 1931, **70**, 492; *Ibid.*, 1932, **73**, 747.
[4] PARKER. — *Phys. Rev.*, 1933, **44**, 90 et 914.
[5] SMYTH et ARNOT. — *Phys. Rev.*, 1930, **36**, 1023.
[6] DOUGLAS. — *Canadian J. Phys.*, 1952, **30**, 302.

2. — Étude d'une sonde électronique fine. Applications ;

par M. F. DAVOINE,
Lyon.

On expose le travail préliminaire à la réalisation d'un dispositif expérimental permettant l'emploi,

dans différents buts, d'une sonde électronique fine.

Le diamètre et l'intensité d'un pinceau électronique sont liés d'une façon précise et un facteur essentiel est l'ouverture de la lentille de concentration; pour un diamètre fixé, on travaillera au maximum d'intensité si elle est choisie de façon que le cercle de confusion minimum ait précisément le diamètre désiré. Cette valeur optimum est déterminée par le calcul.

Quelques applications numériques sont faites pour un système centré électronique magnétique supposé corrigé de son astigmatisme et montrent que l'on peut espérer, avec des électrons accélérés à 100 kV, obtenir un spot de 100 Å avec une intensité voisine de 5.10^{-12} A et, avec des électrons de 40 kV, obtenir un spot de 1000 Å avec une intensité de l'ordre de 5.10^{-9} A.

3. — Sur la correspondance entre les grandeurs électriques et magnétiques ;

par M. E. Dubois,
Clermont-Ferrand.

L'auteur donne un énoncé précis codifiant la correspondance entre les relations *locales* du champ électrostatique et du champ magnétique constant, la comparaison entre les quatre vecteurs maxwelliens fondamentaux étant établie selon le schéma

$$E \to B, \qquad D \to H.$$

Il montre que la correspondance ancienne

$$E \to H, \qquad D \to B,$$

offre encore un intérêt *secondaire* pour la comparaison des relations *d'action à distance* et comment cette *dualité* d'aspect de l'électromagnétisme explique les divergences de vue entre l'ancienne et la nouvelle Écoles.

4. — Un analyseur de vibration dans un guide circulaire ;

par M. G. Raoult,
Clermont-Ferrand.

Dans un guide d'ondes à section circulaire, de rayon R, la longueur d'onde de coupure pour le mode H_{0i} est $2{,}62\,R$ et, pour le mode H_{ii}, $3{,}42\,R$. On peut donc choisir le rayon de façon que, dans la bande des 3 cm (2,9 à 3,3), seul se propage ce dernier mode.

Il possède un plan de symétrie, et nous appellerons plan de polarisation le plan perpendiculaire à ce dernier. Le champ électrique, dont seule la composante radiale existe au voisinage de la paroi, varie comme le sinus de l'angle que fait la direction du point de mesure avec le plan de polarisation.

Si, pour détecter, nous utilisons une petite antenne passant par un très petit trou dans le guide, nous obtiendrons un courant détecté proportionnel au carré du champ, donc au $\sin^2$ de l'angle ci-dessus.

On remarque alors l'analogie avec le cas de l'optique; nous avons réalisé, dans le cadre de cette analogie, un analyseur de vibration du type de Chaumont pour le visible et l'ultraviolet.

Un tel appareil est formé d'une lame quart-d'onde suivie d'un analyseur à pénombre. Par analogie, nous avons

deux détecteurs placés à 90° l'un de l'autre; un calcul simple permet de voir que, dans ce cas, la sensibilité est maximum (ce dispositif a déjà été utilisé par Mme Soutif-Cuicherd sur 10 cm);

la lame quart-d'onde doit créer un retard de $\lambda/4$ entre les deux vibrations privilégiées qui la traversent. On réalise ceci à l'aide d'une section de guide rectangulaire dont les dimensions sont telles que la vitesse de phase ne soit pas la même pour les deux ondes qui se propagent en mode H_{0i} avec des vecteurs E perpendiculaires. La longueur de la section est choisie de façon que la différence soit un quart d'onde pour 3,2 cm qui est la fréquence la plus usitée dans cette bande.

La jonction entre un tel élément et le guide circulaire se fait par des sections partiellement coniques et pyramidales obtenues en déformant un guide circulaire de périmètre convenable par un coin en forme de pyramide; l'adaptation est ainsi correcte dans une grande bande de fréquence. La longueur est réglée par des essais successifs sur le banc; un quart-d'onde transforme une vibration rectiligne en une vibration circulaire, ce qui donne une indication constante en tournant l'analyseur.

Pour analyser une vibration, on repèrera la direction de son grand axe, en l'absence de quart-d'onde, puis on placera celui-ci, son axe étant parallèle à la direction trouvée; l'angle dont devra tourner l'analyseur donnera l'ellipticité.

Il est alors possible d'appliquer les méthodes usuelles de l'optique, en particulier la sphère de Poincaré, qui permet de trouver simplement l'axe et l'ellipticité de toute vibration, même si le quart-d'onde n'est pas rigoureusement quart-d'onde.

Nous allons aussi réaliser un tel dispositif pour la bande 1,25 cm.

SECTION DE STRASBOURG.

SÉANCE DU 26 MARS 1954.

Méthodes optiques de détection de la résonance magnétique ;

par M. J. Brossel.

L'étude des transitions atomiques ou moléculaires qui se trouvent dans le domaine s'étendant de quelques kHz à quelques centaines de milliers de MHz constitue la spectroscopie des radiofréquences. Les transitions entre niveaux atomiques hyperfins, ou entre les sous-niveaux Zeeman, issus de ces

niveaux, entrent dans cette classe. Ce sont des transitions de dipôle magnétique, dont la probabilité de transition spontanée est très faible, et qui doivent être étudiées grâce aux propriétés de l'émission et de l'absorption induites.

Les transitions sont observables par l'intermédiaire de propriétés physiques dont la grandeur dépend de la population relative des deux niveaux entre lesquels une transition de radiofréquence peut se produire. L'effet du champ de radiofréquence est d'égaliser ces populations. Il faut donc avoir initialement des populations très inégales ou encore, pour reprendre la terminologie adoptée, des atomes « orientés ». Les expériences décrites concernent les états excités (cas de l'atome de mercure, niveau $6^3 P_1$) et l'état fondamental (résonances basse fréquence du sodium).

On montre comment un procédé optique simple permet d'orienter les atomes de mercure dans l'état $6^3 P_1$ ou les atomes de sodium dans l'état fondamental. La grandeur physique utilisée pour déceler l'orientation est le degré de polarisation de la lumière de résonance. L'expérience de résonance magnétique consiste à désorienter les atomes et à mesurer la fréquence du champ de radiofréquence à l'instant où cela se produit.

La méthode a permis, entre autres, de mettre en évidence des résonances à plusieurs quanta dans lesquelles on observe l'absorption et l'émission induite simultanée de deux (ou trois) quanta.

SÉANCE DU 7 MAI 1954.

(*) Le problème du permalloy;

par M. L. Néel,

Professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble.

Depuis 40 ans, l'attention des spécialistes a été attirée par les très grandes valeurs que la perméabilité magnétique des ferronickels est susceptible d'acquérir au voisinage de 75 à 80 pour 100 de nickel. On sait aujourd'hui [1] que cette propriété est liée aux faits que les magnétostrictions longitudinales principales à saturation λ_{111} et λ_{100}, s'annulent respectivement à 79 et à 83 pour 100 de nickel et que la constante K d'anisotropie magnétique s'annule à 75 pour 100 de nickel. On a constaté, en outre, que les plus grandes valeurs de la perméabilité s'obtenaient après un recuit à 600° C suivi d'une trempe à l'air. Ce traitement, dit traitement du permalloy, a pour objet d'éviter la formation de la phase ordonnée $FeNi_3$ dont la magnétostriction et l'anisotropie sont plus grandes que pour la phase désordonnée; l'apparition de cette phase est aussi accompagnée d'une contraction isotrope relative de $4 . 10^{-4}$ et d'une augmentation de 4 pour 100 de l'aimantation spontanée. Toutes ces circonstances sont nuisibles à la perméabilité.

L'expérience a aussi montré qu'il était possible d'augmenter encore la valeur de la perméabilité en effectuant le traitement thermique dans un champ magnétique : il suffit de faire agir un champ de quelques oersteds dans l'intervalle 400-620° C. La perméabilité est augmentée dans le sens du champ appliqué au cours du traitement et atteint 250 000 pour 68 pour 100 de nickel. Dans le sens perpendiculaire, la perméabilité est au contraire diminuée. Un tel traitement donne donc naissance à une anisotropie magnétique : la différence D entre les énergies d'aimantation suivant les deux directions est de l'ordre de 2 000 ergs/cm³.

L'interprétation de ces derniers phénomènes soulève de grosses difficultés. Bozorth et Dillinger [2] les expliquent par le relâchement des contraintes de magnétostriction à haute température, de sorte que la forme de l'échantillon s'adapte à la direction imposée de l'aimantation. La déformation ainsi produite se stabilise à basse température et favorise l'aimantation dans la direction du champ de traitement. Il ne semble pas cependant que ce mécanisme puisse jouer dans un monocristal, libre de se déformer dans tous les sens, pas plus que dans un ensemble de cristallites à magnétostriction isotrope, pour lesquels on observe pourtant de l'anisotropie après traitement dans un champ magnétique. Nous avons d'ailleurs repris le calcul de l'effet Bozorth-Dillinger relatif à un ensemble de cristallites orientés au hasard et trouvé pour la différence D la valeur

$$D = \frac{27}{125}(3C_2 + 2C_3)(\lambda_{100} - \lambda_{111})(\lambda'_{100} - \lambda'_{111}).$$

Dans cette formule, C_2 et C_3 sont les constantes élastiques (notation de Becker [3]), λ_{100} et λ_{111} les magnétostrictions principales à la température de traitement, λ'_{100} et λ'_{111} les magnétostrictions à la température d'observation. Au voisinage de 73 pour 100 de nickel, cette formule donne des anisotropies de 50 ergs/cm³, bien inférieures aux valeurs expérimentales. Kaya [4] a essayé d'interpréter cette anisotropie par la formation d'aiguilles de la phase ordonnée $FeNi_3$, allongées dans le sens du champ de traitement. Entre autres difficultés, cette explication se heurte à l'existence possible d'anisotropies importantes dans des domaines de composition où la phase $FeNi_3$ ne se forme certainement pas.

Nous proposons d'expliquer les phénomènes décrits plus haut par l'apparition d'une *surstructure d'orientation*, caractérisée, dans un alliage à deux constituants A et B, par une répartition anisotrope des voisins d'espèce A ou B autour d'un atome central quelconque. Il s'agit en somme d'un *ordre directionnel*. Chikazumi [5] avait déjà suggéré la possibilité de l'existence d'un tel ordre mais en avait attribué l'origine aux contraintes de magnétostriction, dont les effets sont en réalité complètement négligeables. Nous avons développé la théorie de ces surstructures en admettant qu'il existe entre deux atomes A et B voisins dans le réseau, situés à une distance $r_0 + \delta r$ l'un de l'autre, une énergie w_{ab} de la forme

$$w_{ab} = (l + m\,\delta r)\left(\cos^2\varphi - \frac{1}{3}\right),$$

où l et m désignent deux constantes dépendant de la nature des deux atomes A et B de la liaison et où φ désigne l'angle de la direction de l'aimantation spontanée avec la ligne des centres. Les détails en sont

exposés dans un article récent [6]. Les surstructures d'orientation ainsi obtenues sont généralement trop peu prononcées pour pouvoir être mises en évidence par les rayons X, mais l'anisotropie magnétique qui en résulte est de l'ordre de grandeur voulu.

Cette théorie permet de montrer que, conformément à l'expérience, l'anisotropie par traitement dans un champ magnétique est nulle pour un métal pur, mais apparaît comme un phénomène général dans les alliages à deux ou plusieurs constituants; elle permet de prévoir les effets complexes qui se produisent dans les monocristaux et d'expliquer les résultats de certaines expériences poursuivies dans ce domaine par Chikazumi et citées par Kaya [4]; elle permet d'interpréter la disparition progressive de l'anisotropie au fur et à mesure de la formation de la phase ordonnée $FeNi_3$, car la surstructure d'orientation ne peut se développer dans une surstructure du type ordinaire, caractérisée par des positions entièrement déterminées de tous les atomes A ou B.

[1] Bozorth R. — *Rev. Mod. Physics*, 1953, **25**, 42.
[2] Bozorth R. et Dillinger J. F. — *Physics*, 1935, **6**, 285,
[3] Becker R. et Döring F. — Ferromagnetismus.
[4] Kaya S. — *Rev. Mod. Physics*, 1953, **25**, 49.
[5] Chikazumi S. — *J. Phys. Soc. Japan*, 1950, **5**, 327 et 333.
[6] Néel L. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **237**, 1468 et 1613; *Ibid.*, 1954, **238**, 305; *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 225.

SÉANCE DU 11 MAI 1954.

La compressibilité du noyau et l'effet photonucléaire ;

par M. L. Rosenfeld,
Professeur à l'Université de Manchester.

SÉANCE DU 15 OCTOBRE 1954.

(Organisée en commun
par la Société française de Physique,
la Société chimique de France,
Sections de Strasbonrg,
et la Société de Biologie de Strabourg.)

Application des rayons X à la détermination de la structure des composés biologiques ;

par M. R. Pepinsky,
Professeur à la Pennsylvania State University.

Le Professeur Pepinsky a passé en revue les résultats les plus importants obtenus en Chimie organique par les études de structure au moyen des rayons X. Il a ensuite exposé brièvement les principes théoriques des techniques cristallographiques, en mettant surtout en évidence le problème des phases et quelques moyens pour le résoudre. Il a décrit un ensemble de travaux entrepris dans son laboratoire, portant sur des molécules complexes dont la structure chimique n'est connue que de manière imparfaite. Le Professeur Pepinsky a souligné l'importance d'une collaboration étroite entre chimistes et cristallographes pour le développement des études de structure.

INFORMATION

Conférence Internationale de Photographie scientifique.

La Deutsche Gesellschaft für Photographie fait connaître qu'elle se propose d'organiser à Cologne, du 3 au 6 septembre 1956, une Conférence Internationale de Photographie scientifique. Toutes personnes s'intéressant à la photographie et à ses bases scientifiques sont invitées à participer à cette Conférence et à y présenter des Communications.

La Conférence a pour objet l'étude des problèmes scientifiques de la photographie. La photographie appliquée ne sera considérée que dans la mesure où elle est employée à la solution de problèmes scientifiques. Il n'est pas prévu de considérer celles des applications de la photographie, telles que la radiographie ou les industries de reproduction, auxquelles sont consacrés des groupements spécialisés.

La Conférence comprendra les sections suivantes :

A. *Le phénomène photographique primaire et sa sensibilisation :* Photochimie des halogénures d'argent, sensibilisation optique et chimique; Théorie de l'image latente; Liants; Procédés photographiques n'employant pas d'halogénures d'argent, etc.

B. *Traitement des couches photographiques :* Développement (en noir et blanc et en couleurs); Fixage; Blanchiment; Virages, etc.

C. *Propriétés des couches photographiques :* Sensitométrie; Densitométrie; Mesures de granularité; Pouvoir résolvant; Netteté, etc.

D. *Optique et éclairage :* Optique photographique et photométrie; Optique physiologique et colorimétrie; Sources de lumière pour photographie; Photographie stéréoscopique, etc.

Outre les séances de travail, des excursions et des réceptions sont prévues. On s'attachera à ce qu'il reste assez de temps pour les discussions et pour les réunions en petits groupes permettant les prises de contact personnelles entre collègues.

Les langues admises sont l'allemand, l'anglais et le français.

Toutes personnes s'intéressant à la Conférence sont priées d'indiquer leur adresse à la Deutsche Gesellschaft für Photographie, 48/54 Hohenstaufenring, Köln. Elles recevront personnellement, par la suite, toutes informations sur la Conférence.

BILAN AU 31 OCTOBRE 1953.

ACTIF.

		Décomposition.	Totaux.
Titres déposés au Crédit Lyonnais			4 381 340
1° Placements du Fonds de réserve		847 954	
2° Placements des disponibilités		3 533 386	
Espèces			5 439 230
Crédit Lyonnais		1 765 605	
Chèques postaux		3 603 481	
Chez Gauthier-Villars		12 839	
Petite caisse (M. Marandon)		12 514	
Petite caisse (Exposition) (M. Poulard)		44 791	
Éléments non comptabilisés :			
— 433 actions du *Journal de Physique*.			
— Ouvrages en dépôt chez Gauthier-Villars (Mémoires sur la Physique en 5 Tomes; Données numériques par Dufet en 3 Tomes; livre du Cinquantenaire).			
— Cotisations à recouvrer : estimation	260 000		
— Créances sur exposants à recouvrer : estimation	700 000		
TOTAL DE L'ACTIF			9 820 570

PASSIF.

		Décomposition.	Totaux.
Fonds de réserve			847 954
Situation au Bilan du 31 octobre 1952		847 954	
Cotisation des nouveaux Membres à vie		néant	
Le total est représenté par { Titres	847 954		
Le total est représenté par { Espèces	néant		
Provisions libres			6 705 383
Situation au Bilan du 31 octobre 1952		5 104 213	
Solde créditeur du compte des Ressources et des charges de l'exercice annexé au Bilan — 165 057 Société) + 1 766 227 Exposition)		1 601 170	
Le total est représenté par { Titres	3 533 386		
Le total est représenté par { Espèces	3 171 997		
Journal de Physique			1 846 554
Situation au Bilan du 31 octobre 1952		+ 887 348	
Subvention du C.N.R.S. pour documentation bibliographique		+ 500 000	
Subvention du C.N.R.S. pour la Physique corpusculaire		+ 500 000	
Versement effectué le 26 mai 1953		— 887 348	
Rétrocession 6/10e du montant des cotisations encaissées au cours de l'exercice		+ 846 554	
Le total est représenté par des espèces			
Comité français de Physique			420 679
Situation au Bilan du 31 octobre 1952		296 679	
Subvention pour frais de mission		+ 790 000	
Dépenses pour frais de mission		— 666 000	
Le total est représenté par des espèces.			
TOTAL DU PASSIF égal à celui de l'ACTIF			9 820 570

Annexe au Bilan au 31 octobre 1953 Compte des Ressources et des Charges.

au cours de l'Exercice 1952-1953.

		Charges.	Ressources.
Cotisations encaissées			1 410 924
au titre de l'exercice	1 284 504		
arriérées	123 420		
anticipées	3 000		
Rétrocession des 6/10e des cotisations au *Journal de Physique*		846 554	
Subvention C. N. R. S. pour documentation bibliographique			500 000
Subvention C. N. R. S. pour la Physique corpusculaire			500 000
Rétrocession de la totalité de ces subventions au *Journal de Physique*		1 000 000	
Ressources diverses, suivant détail annexé (Société proprement dite)			387 741
Frais généraux de fonctionnement, suivant détail annexé (Société proprement dite).		1 117 168	
Ressources diverses, suivant détail annexé (Exposition)			5 373 934
Frais généraux de fonctionnement, suivant détail annexé (Exposition)		3 607 707	
SOLDE CRÉDITEUR du compte des Ressources et des Charges de l'exercice (reporté aux PROVISIONS LIBRES).			
Balance — Société	— 165 057		
Balance — Exposition	+ 1 766 227	1 601 707	
		8 172 599	8 172 599

Annexe au Compte des Ressources et des Charges.

Détail des ressources diverses (Société proprement dite).

Droits d'entrée des nouveaux Sociétaires		4 000
Cotisations de la Section d'Optique		750
Vente d'Ouvrages par Gauthier-Villars		2 070
Intérêts des titres		177 921
Dons sans affectation particulière	M. Paine	1 000
	Société Kodak	50 000
	M. Haenny	2 000
	Société Centrifel	150 000
TOTAL porté au Compte des Ressources et des Charges		387 741

Détail des frais généraux de fonctionnement :

Loyer du siège social	1 832
Service de la Bibliothèque	800
Traitement des Agents	307 000
Contribution mobilière	1 740
Sécurité sociale et impôts sur traitement	91 143
Frais de bureau 49 093, correspondance 16 090, banque 15 690, recouvrement des cotisations 14 755, étrennes et gratifications facteurs et concierge 1 300	96 928
Frais de réunions de mai	16 040
Convocations : Conseil 2 190, Assemblée 11 543, séances 111 287, bandes, étiquettes et adresses pour envois 58 948, projections 16 550, section d'Optique 23 852	224 370
Envois d'Ouvrages	225
Cotisations versées à l'Union des Associations scientifiques, au Comité de l'éclairage et du chauffage, au Conseil électrotechnique et au Comité français de l'Optique	27 500
Sépulture Fresnel 1952	1 420
Prix de fondation Ancel	10 000
Prix au Lauréat de Physique du Concours général	5 000
Gravure médailles prix Holweck et Ancel	1 921
Frais voyage conférenciers étrangers	40 000
Frais réception Professeurs étrangers	291 249
TOTAL porté au Compte des Ressources et des Charges	1 117 168

Annexe au Compte des Ressources et des Charges.

Détail des ressources diverses (Exposition).

	Charges.	Ressources.
Recouvrements Exposition 1951, 1952		342 483
Recettes provenant des communications téléphoniques Exposition		8 275
Recouvrements frais Electricité Exposition		204 500
Produit de la vente des Catalogues		158 537
Produit de la Publicité faite dans le catalogue		963 680
Produit de l'impression des pages techniques dans le catalogue		586 926
Produit des textes techniques concernant les appareils non exposés		110 802
Produit de la location des emplacements à la Sorbonne		2 674 000
Recouvrements compositions pour publicité		100 500
Recouvrements Assurances		18 200
Recouvrements clichés pour pages techniques catalogue		155 436
Recouvrements confections clichés		12 650
Remboursements divers (dépliants)		37 945
		5 373 934

Détail des frais généraux de fonctionnement :

	Charges.	Ressources.
Traitement des Agents	635 200	
Sécurité sociale et impôt sur les traitements	182 921	
Téléphone rue Cuvier	38 615	
Abonnement à la Revue de l'Exposant	1 200	
Gratification personnel de service Sorbonne	48 780	
Frais divers bureau Exposition	19 865	
Frais installation électrique Sorbonne	312 325	
Location salles Sorbonne et frais personnel	149 629	
Frais d'Assurances	18 200	
Sonorisation	60 000	
Aménagements Exposition	175 000	
Frais de papeterie	59 520	
Impression de catalogues	1 495 371	
Frais envois de catalogues	73 010	
Déjeuner de l'Exposition (solde)	52 436	
Remise pour publicité Catalogue	190 736	
Frais téléphone Exposition	30 120	
Frais divers : panneaux 5 650, photo 10 350, circulaires 24 817	40 817	
Frais de correspondance	23 962	
	3 607 707	

STATISTIQUE au 31 octobre 1953.

Nombre de Sociétaires :

Seine et Seine-Oise	655
Départements et Colonies	299
Étranger	134
TOTAL	1088

Les Membres à vie sont ainsi répartis :

Seine et Seine-et-Oise	151 + 3 honoraires
Départements	62 + 1 honoraire
Étranger	37 + 6 honoraires

Collectivités :

Seine et Seine-et-Oise	67
Départements	32
Étranger	15
Sociétaires décédés en 1952-1953	18 dont 6 Membres à vie
Démissionnaires	17 dont 3 collectivités
Rayés pour non paiement	2

Admissions :

Paris, Seine et Seine-et-Oise	26 dont 1 collectivité
Départements	16
Étranger	6

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. 146396 IMP. GAUTHIER-VILLARS, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1954.